

T H E S E

présentée

A L' UNIVERSITE DE PARIS - SUD
CENTRE D'ORSAY

Pour obtenir le titre d'Ingénieur-Docteur

par

JAG MOHAN LAL BAHRI

THESE : MAGNETRON AGILE EN FREQUENCE

Soutenue le 13 avril 1972

devant la Commission d'Examen :

M. BERTEIN - Président

M. GAUDAIRE - Examineur

M. PEYRARD - Examineur

T H E S E

présentée

A L' UNIVERSITE DE PARIS - SUD
CENTRE D'ORSAY

Pour obtenir le titre d'Ingénieur-Docteur

par

JAG MOHAN LAL BAHRI

THESE : MAGNETRON AGILE EN FREQUENCE

Soutenue le 13 avril 1972

devant la Commission d'Examen :

Monsieur BERTEIN - Président

Monsieur GAUDAIRE - Examineur

Monsieur PEYRARD - Examineur



MAGNETRON AGILE EN FREQUENCE



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547103_0039

A ma femme Shakuntla.

Je voudrais ici exprimer

mes remerciements au Professeur GRIVET pour avoir dirigé cette thèse ;

toute ma reconnaissance à mon Directeur, le Docteur AMARJIT SINGH, au C. S. I. R. de l'Inde, pour l'avoir parrainée et à l'UNESCO pour m'avoir donné une bourse d'étude pour une période de plus de trois ans ;

mes remerciements à Monsieur J. NINERAILLES, Directeur Technique, THOMSON - CSF, Levallois, pour m'avoir accepté dans la Section Tubes Hyperfréquence pour y effectuer ce travail de recherche et pour avoir suggéré un sujet d'étude concernant les Magnétrons.

Je remercie vivement mon Conseiller, Monsieur Yves PEYRARD, pour son assistance constante tout au long de la durée de ce travail.

Je suis profondément reconnaissant à Monsieur Noël SANTONJA, pour les innombrables et enrichissantes discussions que nous eûmes, et pour les suggestions et l'aide qu'il m'apporta.

Mes remerciements vont aux nombreux amis qui m'ont aidé pour la traduction française, ainsi qu'à toutes les personnes qui ont été associées à ce travail à différentes étapes.

Et pour finir, je dois exprimer ma gratitude à ma femme qui, ayant parfaitement assumé un poids plus important de responsabilités, rendit possible mon absence du foyer durant une si longue période sans problème. C'est pourquoi ce travail lui est consacré.

T A B L E d e s M A T I E R E S

PREMIERE PARTIE

THEORIE

Page

CHAPITRE I - INTRODUCTION

1.1.	Agilité en fréquence	1
1.1.1.	Glint	2
1.1.2.	Fading (évanouissement)	2
1.1.3.	Clutter	3
1.1.4.	Antibrouillage	4
1.2.	Systèmes à fréquence agile et systèmes de prédiction de fréquence	5
1.3.	Agilité de fréquence à large bande et à bande étroite ..	6
1.3.1.	Système à large bande	6
1.3.2.	Système à bande étroite	8
1.4.	Théorie de la fréquence rapidement variable et per- formances des systèmes à fréquence rapidement variable	9
1.4.1.	Cibles des radars	9
1.4.2.	Rapport entre les caractéristiques de la cible et la grandeur de la variation de la fréquence	10
1.4.3.	Calcul de l'intervalle de fréquence rapidement variable nécessaire pour un coefficient d'autocorrélation choisi	12
1.4.4.	Amélioration des performances du radar	16
1.5.	Moyens existants pour obtenir l'agilité en fréquence...	17
1.6.	Fréquence rapidement variable par ferrites	19

CHAPITRE II - MAGNETRON à CAVITE COUPLEE.

2.1.	Introduction	24
2.2.	Plan du chapitre	24
2.3.	Circuit équivalent au système magnétron-cavité couplée	25
2.4.	Validité de cette représentation	25
2.5.	Etude du circuit équivalent	27
2.5.1.	Fréquences propres	27
2.5.2.	Energie stockée	29
2.5.3.	Facteur de stabilisation	30
2.5.4.	Mode de fonctionnement	30
2.6.	Courbes d'accord	32
2.7.	Rendement	36
2.8.	Mode $(\frac{N}{2} - 1)$	37
2.9.	Magnétron accordable par cavité	38
2.10.	Iris	38
2.11.	Choix de la forme et de la longueur de la cavité d'accord à ferrites	40

CHAPITRE III - COMPORTEMENT des FERRITES en
HYPERFREQUENCE et ACTION sur
une CAVITE RESONNANTE

3.1.	Cavité résonnante et comportement des ferrites	42
3.2.	Fréquence de résonance d'une cavité	43
3.3.	Q = facteur de qualité d'un circuit résonnant	44
3.4.	Comportement des ferrites en hyperfréquence	46
3.5.	Champs démagnétisants	47
3.6.	Magnétisation à la saturation M_S	47
3.7.	Point de Curie : T_C	50

3.8.	Largeur de raie de résonance ferrimagnétique : ΔH ..	51
3.9.	Largeur de raie des ondes de Spin : ΔH_K	54
3.10.	Instabilités de forte puissance	56
3.11.	Permittivité complexe	56
3.12.	Tenseur de perméabilité complexe : μ	57
3.13.	Accord des cavités et théorie des perturbations	62
3.14.	Calcul de $\delta F/F$ d'une cavité résonnante	65
3.15.	Considérations sur le positionnement des ferrites	68

DEUXIEME PARTIE

THEORIE ET EXPERIENCE

CHAPITRE IV - ETUDE du COUPLAGE et son INFLUENCE sur la BANDE d'ACCORD

4.1.	Influence de l'iris de couplage sur la cavité	72
4.2.	Mesures du couplage cavité	75
4.3.	Magnétron coaxial à cavité couplée	82
4.4.	Magnétron classique à cavité couplée	83
4.5.	Magnétron couplé à un guide d'onde en ridge	90
4.6.	Longueur optimale de la cavité restangulaire	90
4.7.	Magnétron couplé à un guide d'onde en ridge de longueur fixe	93
4.8.	Cavité couplée orientée à 45° ou 135° par rapport au guide de sortie	95
4.9.	Magnétron couplé à quatre cavités	98

CHAPITRE V - ENERGIE H.F. EMMAGASINEE dans la CAVITE et CHOIX du FERRITE

5.1.	Détermination du champ magnétique maximal dans la cavité	102
5.2.	Détermination expérimentale de S et E_3	103
5.3.	Détermination du facteur d'amplitude A_0 , de la composante de champ $\mathcal{E}_y$ et du flux de puissance équivalent dans un guide d'ondes	104
5.4.	Choix des ferrites	107
5.5.	Calcul de H résonance et h critique	109
5.6.	Choix des guides d'ondes pour former la cavité d'accord contenant le ferrite	110
5.7.	Cavité partiellement remplie	114

CHAPITRE VI - ADAPTATION d'IMPEDANCE et TESTS PRELIMINAIRES sur des MAGNETRONS ACCORDES par CAVITE

6.1.	Adaptation d'impédance	118
6.2.	Magnétron couplé à une cavité d'accord à longueur mécaniquement variable	122
6.3.	Magnétron accordé par ferrite	127
6.4.	Essais à froid sur un magnétron dont la cavité d'accord par ferrite est située à 135° par rapport au guide de sortie	130
6.5.	Magnétron couplé à une cavité en guide ridgé contenant un ferrite	134

CHAPITRE VII - PROBLEMES TECHNIQUES

7.1.	Blindage magnétique - Discussion du problème	135
7.2.1.	Mesures de l'induction magnétique de fuite	138
7.2.2.	Blindage interne	139
7.2.3.	Blindage extérieur à la cavité	144
7.3.1.	Brasage du ferrite	146
7.3.2.	Description du processus de métallisation	152
7.4.	Mesure des pertes	153
7.5.	Utilisation des ferrites dans une enceinte à vide	156

CHAPITRE VIII - RESULTATS des ESSAIS FINAUX
et CONCLUSIONS

8.1.	Description des magnétrons utilisés dans les dernières études	159
8.2.	Résultats des essais	162
8.3.	Conclusions	163
BIBLIOGRAPHIE		165

P R E M I E R E P A R T I E

T H E O R I E

C H A P I T R E I

INTRODUCTION

1. 1. Agilité en fréquence

Depuis l'invention du radar et du magnétron à cavités de grande puissance pendant les premières phases de la seconde guerre mondiale, des efforts ont été accomplis sans interruption pour améliorer ses performances .

Le magnétron est une source d'énergie hyperfréquence de grande puissance. Il peut fonctionner comme générateur d'ondes continues ou d'impulsions de courte durée. Le rapport entre la puissance moyenne et la puissance crête est de l'ordre de $1/1000$. Des impulsions de puissance crête de 10 MW en bande L à 1 MW en bande X sont possibles. Dans la grande majorité des cas l'oscillateur alimente directement la charge; il est donc sensible aux variations de l'impédance de la charge. De par sa structure incluant une ligne à retard réentrante, le magnétron ne se prête pas aisément à une modulation de fréquence. Dans les systèmes radar, le magnétron est le coeur et occupe la position-clé. Le radar classique souffre de plusieurs insuffisances dont certaines dépendent de la nature et du comportement de la cible.

Ces défauts sont les suivants :

1.1.1. Glint

C'est le déplacement erratique du centre de réflexion apparent de la cible sur le récepteur d'un radar de poursuite. Il est causé par les interférences entre les échos provenant des divers petits réflecteurs constituant une cible complexe. Pour un radar de poursuite usuel à fréquence fixe, genre monopulse ou à balayage conique (conical scan), le Glint aura une forte influence sur la précision de la poursuite.

1.1.2. Fading (évanouissement)

Les fluctuations de l'amplitude du signal reçu causées par le même phénomène que le Glint, c'est-à-dire des interférences de phase dues à la complexité de la cible. Ce phénomène cause des erreurs de poursuite de deux façons. La première, qui apparaît à la fois dans les systèmes monopulses et à balayage conique, est souvent appelée bruit d'erreur angulaire. S'il y a une erreur angulaire de poursuite appréciable causée par un retard d'asservissement, et si le radar a un contrôle automatique de gain lent, le fading de l'amplitude de l'écho provoquera une erreur de poursuite apparente variable sur le radar. L'erreur de poursuite est ainsi modulée par le fading. Le remède est soit de réduire le temps de réponse des asservissements, soit d'utiliser un CAG rapide.

La seconde façon par laquelle une erreur de poursuite peut être causée par le fading n'apparaît que dans les systèmes à balayage conique ou à double lobe ("lobe switching") mais pas en monopulse. Puisque les radars à exploration conique ou à double lobe utilisent tous les deux une modulation artificielle de l'amplitude du signal écho pour mesurer l'angle de déviation, il est naturel qu'une modulation similaire causée par le fading ne

puisse être distinguée du véritable angle de déviation. Seules les composantes du spectre de fading voisines de la fréquence de l'exploration conique causent de lentes erreurs de poursuite.

1.1.3. Clutter

Il est produit par les échos multiples produits par des objets nombreux et mobiles, de coefficient de réflexion relativement faible, comme ceux produits par le feuillage dans le cas du clutter terrestre ou la houle dans le cas du clutter marin. Lors d'un balayage de l'antenne du radar, certains échos se trouvent statistiquement en phase et produisent des spots répartis au hasard sur l'écran du récepteur (surface hachurée). Comme la phase relative de ces échos varie dans le temps du fait de leur mobilité, la position des spots très nombreux qu'ils produisent varie d'un balayage à l'autre de l'antenne. L'origine de l'apparition des spots est due au fait que les échos d'un certain nombre de réflecteurs élémentaires se trouvent statistiquement en phase à l'instant considéré et pour la fréquence d'émission choisie. Tout moyen de suppression devra donc réaliser la décorrélation statistique de ces retours, en respectant la corrélation des retours de la cible recherchée, objet unique de réflectivité nettement supérieure à celle des éléments dont l'interférence produit le clutter.

L'utilisation sur le radar d'un tube d'émission capable d'engendrer des impulsions successives à fréquences différentes satisfait à cette exigence : en effet, d'une impulsion à l'autre, la distance relative entre les différents éléments réfléchissants produisant le clutter n'a pas sensiblement varié, non plus que leur coefficient de réflexion individuel. Comme la fréquence de l'impulsion 2 est différente, les relations de phase entre échos élémentaires sont modifiées. Par suite, les directions dans lesquelles les échos s'additionnaient statistiquement et donnaient

un spot pour l'impulsion 1 ne correspondront plus à un maximum d'énergie reçue pour l'impulsion 2. Par contre, d'autres régions d'où ne provenaient pas de signaux seront actives pour cette impulsion. D'une impulsion à l'autre, la répartition des directions fournissant des échos se fait alors au hasard. Si la variation de fréquence entre impulsions est suffisamment aléatoire et importante, la détection qui se fait sur un grand nombre d'impulsions intégrera ces divers aspects et le résultat sera un fond uniforme sans spots parasites évoluant d'un balayage d'antenne à l'autre. Par contre, une cible de réflectivité non négligeable donnera un écho sensiblement indépendant de la fréquence. Qui plus est, si cette cible est constituée d'éléments divers mais qui à la différence des échos du clutter ont un coefficient de réflexion important et sont concentrés sur une surface faible, son écho sera lissé, réduisant de cette façon les erreurs dues au glint et au fading comme dit précédemment.

Tous les inconvénients précédents peuvent être réduits et sous certaines conditions éliminés par l'usage de signaux de fréquence rapidement variables, avec pour résultat une amélioration de la probabilité de détection de la cible, l'augmentation de portée utile pouvant être du double.

D'autres avantages dus au système à fréquence rapidement variable, mais ne dépendant pas de la nature ou du comportement de la cible, sont les suivants :

1.1.4. Anti-brouillage

Plus la bande couverte est large et plus les changements de fréquence sont aléatoires, plus le système est presque imbrouillable.

1.1.5. Réduction de la réfraction des radômes

Puisque la transmission se fait sur une variété de fréquences, les effets de réfraction s'annulent, améliorant ainsi la précision en vue directe.

1.2. Systèmes à fréquence agile et systèmes de prédiction de fréquence

Le système à fréquence agile produit une variation rapide de la fréquence d'une impulsion à la suivante. Par exemple, un magnétron en bande Ku peut émettre une impulsion à 15,5 GHz suivie par une impulsion à 17 GHz. La troisième impulsion peut être à une fréquence quelconque comprise entre celles des deux premières. Cette fréquence, rapidement variable (ou agilité de fréquence), peut être également la propriété d'un système à onde continue dans lequel la période d'impulsion est définie comme l'intervalle de temps pendant lequel la fréquence est maintenue constante. Dans un système à fréquence agile, le changement de la fréquence de l'émetteur doit se produire pendant le temps séparant deux impulsions. Cette nécessité implique le besoin de quelques méthodes de réglage de fréquence. Puisque l'oscillateur local du récepteur doit suivre un signal variant en fréquence, des moyens doivent être trouvés pour donner au préalable des informations à l'oscillateur local du récepteur. Ceci signifie l'insertion d'un système complexe de contrôle automatique de fréquence entre l'émetteur et le récepteur, ce qui implique une augmentation de prix et de poids. Le poids est de peu d'importance pour les radars au sol, mais c'est un point important pour les systèmes embarqués sur avions. Fondamentalement, deux types de contrôle automatique de fréquence sont disponibles. Dans le premier, un oscillateur à onde inverse (BWO ou "carcinotron"), qui sert également d'oscillateur local au récepteur, envoie un signal au

magnétron 50 μ s avant l'application de chaque impulsion, recherche la fréquence propre du tube puis additionne la différence entre les fréquences à froid et à chaud du tube en question. Pendant la durée de l'impulsion de l'émetteur le "carcinotron" est calé sur l'exacte fréquence de sortie pour recevoir la réflexion de la cible.

Le second type de contrôle automatique de fréquence (AFC) utilise ou un "servo" utilisé comme capteur ou un transducteur positionnel pour obtenir un signal proportionnel à la fréquence du tube. Dans le premier cas le servo-mécanisme, d'un temps de réponse égal ou inférieur à $3 \cdot 10^{-8}$ secondes, est monté sur la sortie du tube et commande la fréquence directement. Dans le second cas un transducteur capacitif ("spin magnetron") ou positionnel (dans les tubes coaxiaux) produit un signal de sortie proportionnel à la position du système d'accord de fréquence et donc proportionnel à l'écart de la fréquence de sortie.

1.3. Agilité de fréquence à large bande et à bande étroite

1.3.1. Systèmes à large bande

Il est commode de distinguer les systèmes à fréquence agile à bande large ou à bande étroite. Le but des systèmes à large bande est essentiellement l'anti-brouillage. Pour ce système il est nécessaire, en premier lieu, d'obtenir les excursions de fréquence maximale et en second lieu que les impulsions qui se succèdent aient une distribution en fréquence aussi aléatoire que possible dans toute la largeur de bande du système à fréquence rapidement variable, afin d'éviter qu'une quelconque loi ou schéma de la variation de fréquence soit reconnaissable, loi qui pourrait être utilisée par un ennemi pour brouiller le radar à l'aide d'un brouilleur élaboré capable d'analyser avec une précision suffisante l'émission du radar.

Ceci signifie qu'il faut une variation de fréquence très rapide. Le temps séparant les impulsions est de l'ordre d'une milliseconde ou moins et la bande de variation de fréquence est de l'ordre de 10 % de la fréquence centrale. En bande X ceci signifie une excursion de fréquence de 1000 mégacycles par milliseconde ou 1000 gigacycles/seconde, ce qui est considérable.

Pour des systèmes d'accord de fréquence mécaniques qui produisent une variation de fréquence de 1000 Mc/s avec un déplacement de l'ordre de 5 mm, la vitesse du système d'accord devrait être de l'ordre de 5 m/s. L'accélération minimale qui en résulte est de l'ordre de 10 m/s^2 ou 1 g. Ce résultat est une très grande valeur pour un service continu et nous devons avoir à l'esprit que la vraie valeur est peut être 5 à 10 fois plus élevée.

Pour de larges bandes quasi-instantanées et une variation de fréquence aléatoire, un système de variation de fréquence ("tuner") très élaboré est donc nécessaire. Capable de résister pendant plusieurs centaines d'heures à des niveaux de plusieurs g, grande vitesse, relativement haute température sans entretien et dans les conditions d'environnement des systèmes d'armes, ce " tuner " doit comporter un système produisant des variations de fréquence aléatoires et un système de lecture de fréquence capable de prévoir la fréquence exacte d'émission et donnant cette information au récepteur. De plus, ce récepteur doit être capable des mêmes possibilités de réglage de fréquence, c'est-à-dire variations de fréquences très rapides selon une loi aléatoire dans une très large bande et avec une grande précision. En fait, aucun système idéal de ce genre n'a été réalisé jusqu'à ce jour.

En bandes X et Ku il existe une tentative d'approche avec une loi de variation sinusoïdale et une vitesse peut-être 10 ou 20 fois trop faible et une largeur de bande de 400 Mc/s en bande X seulement.

Un système d'accord électronique n'ayant pas d'éléments mobiles serait préférable et il se prêterait mieux à une modulation de fréquence aléatoire. Mais aucun magnétron capable d'opérer à large bande avec un système d'accord électronique n'existe à ce jour. Cependant, quoique aucun magnétron à fréquence rapidement variable à large bande par accord mécanique ou électronique ne soit disponible actuellement, on peut admettre que, même pour une possibilité de variation de fréquence plus réduite, la philosophie de l'anti-brouillage par variation de fréquence rapide demeure valable dans une certaine mesure, soit : si un radar transmet au hasard dans une large bande, l'ennemi doit brouiller dans une bande aussi large, diluant ainsi son énergie de brouillage, d'autant plus que la bande couverte est plus large.

1.3.2. Systèmes à bande étroite

Les magnétrons à fréquence agile à bande étroite sont la génération actuelle de ce type de magnétron, principalement orientée vers la réduction du "clutter" dans les radars aéroportés visant des cibles en mer ou au sol. Sous certaines conditions il y a une augmentation de la portée et de la précision de la poursuite.

Pour la réduction du "clutter", un réglage de fréquence rapide dans une bande de fréquence réduite est seulement nécessaire. Ceci signifie un système d'accord à bande étroite mécanique et pas de loi aléatoire. Ainsi une loi sinusoïdale est généralement préférée car elle est facilement obtenue à partir de têtes d'accord mécanique à excentriques. Les transducteurs de position et (ou) de vitesse disponibles actuellement permettent d'obtenir la précision de lecture de fréquence nécessaire.

Dans tous les cas (émission à large bande ou bande étroite) le

récepteur doit être à bande étroite dans le but de réduire le facteur de bruit. Si ce n'est pas le cas, on gagnera peu de chose parce qu'il y aura une large puissance de bruit superposée au signal reçu. Donc un récepteur à bande étroite doit être de grande précision avec un CAF rapide pour suivre convenablement la fréquence variable d'impulsion à impulsion de l'émetteur. C'est ainsi qu'une lecture très précise de la fréquence d'émission permet seule d'obtenir un faible facteur de bruit pour le système entier.

1.4. Théorie de la fréquence rapidement variable et performances des systèmes à fréquence rapidement variable

Dans une discussion sur les radars équipés de systèmes à fréquence rapidement variable, il y a au moins trois considérations que nous voudrions évoquer brièvement ici.

- Qu'est-ce qui constitue une cible de radar et quels sont les effets de l'agilité de fréquence sur les caractéristiques de la cible ?
- Rapport entre les caractéristiques de la cible et la grandeur de la variation de fréquence.
- Amélioration des performances du radar et conditions sous lesquelles elles peuvent être obtenues.

1.4.1. Cibles de radar

Dans le cadre de la conception du radar ces cibles sont assimilées à des corps sphériques dont chacun possède une surface équivalente. Dans la plupart des cas la cible type est plus grande que la longueur d'onde de la fréquence utilisée. Ainsi, la surface effective est une constante multipliée par la véritable dimension synthétique de la cible.

Mais il est évident cependant que les cibles ne peuvent être considérées comme étant aussi peu compliquées. Une véritable cible est un arrangement complexe de divers types d'éléments dispersifs. La surface équivalente devient une propriété statistique qui ne dépend pas seulement de la longueur d'onde mais aussi de l'aspect relatif.

Pour deux éléments conducteurs espacés d'une unité de longueur, l'amplitude du signal de retour dépendra de la recombinaison de phase du signal réémis par ces éléments.

On ne peut pas non plus supposer qu'une cible est un ensemble d'éléments identiques disposés au hasard. Les cibles réelles sont composées de divers éléments rayonnants en disposition discontinue. Le nombre d'éléments émetteurs activés dépendra en partie de la longueur d'onde du signal d'éclairement. Le résultat est une répartition en amplitude du signal retour qui est variable avec l'aspect de la cible réelle.

Un changement dans la fréquence d'éclairement, en affectant les éléments dispersifs de la cible, produit des fluctuations similaires d'amplitude pour un aspect donné. Pour obtenir une mesure optimale de la section transversale de la cible réelle indépendamment de l'aspect, il sera nécessaire de faire la moyenne d'un certain nombre d'échantillons indépendants des fluctuations de retour.

1.4.2. Rapport entre les caractéristiques de la cible et la grandeur de la variation de fréquence.

Il doit être bien compris qu'il y a une limite inférieure au système à fréquence rapidement variable au-dessous de laquelle aucun avantage n'est obtenu et il existe aussi une valeur optimale au-dessus de laquelle on a très peu à gagner.

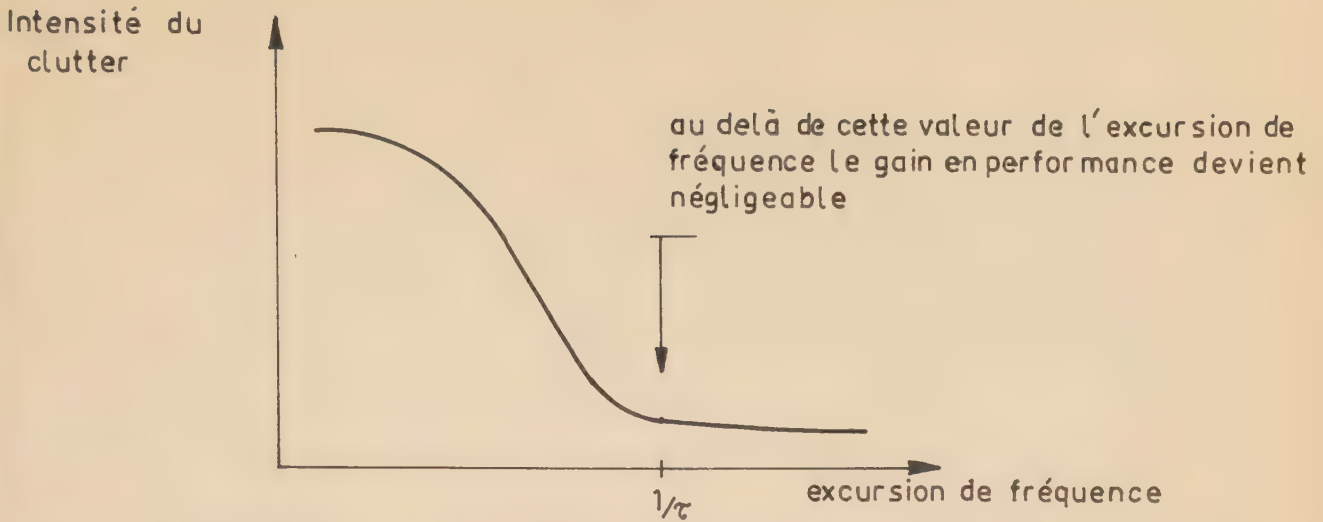


FIG 1 ASPECT DE LA VARIATION DE L'INTENSITE DE CLUTTER EN FONCTION DE L'EXCURSION DE FREQUENCE (d'après des relevés expérimentaux)

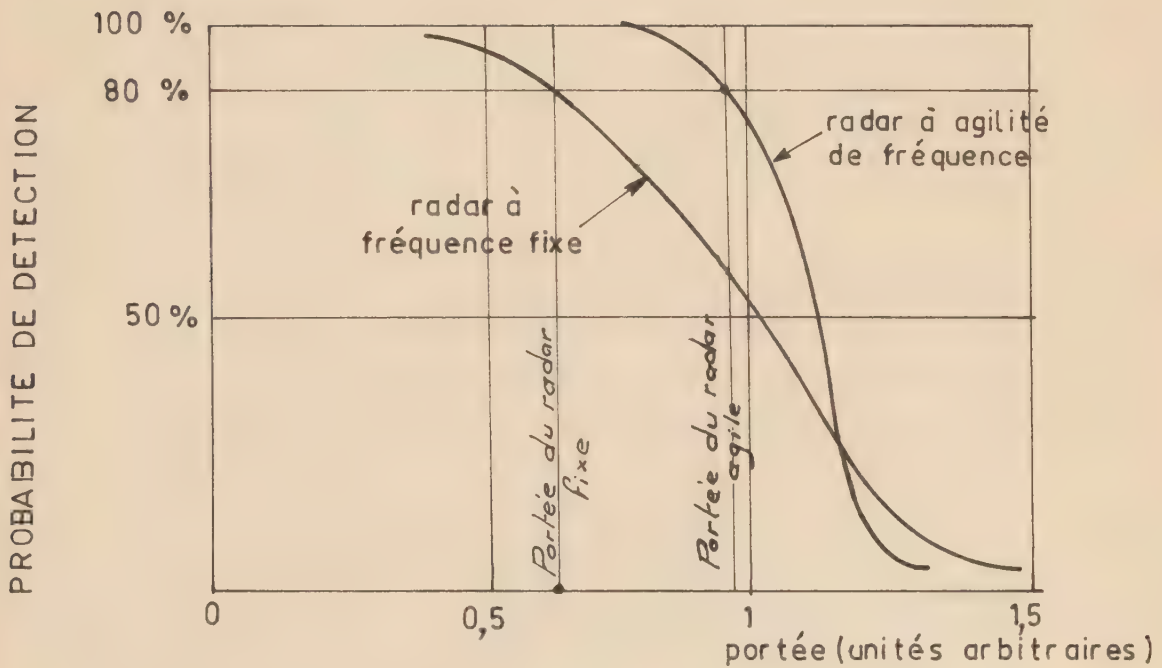


FIG 2 PROBABILITE DE DETECTION D'UNE CIBLE EN FONCTION DE LA DISTANCE, MONTRANT LE GAIN EN PORTEE DU RADAR A AGILITE DE FREQUENCE A PROBABILITE DE DETECTION FIXE

Des taux de variation d'accord et des excursions de fréquence plus grands que ceux nécessaires pour une décorrélation adéquate sont indésirables car plus on demande de grandes variations de fréquence d'impulsion à impulsion, plus le mécanisme devient complexe, d'où des prix plus élevés et une diminution de la sécurité d'emploi du système entier. Il existe donc une valeur optimale de l'écart de fréquence d'impulsion à impulsion qui donne une grande valeur de P_d (probabilité de détection). Une courbe d'intensité du " clutter " en fonction de l'excursion de fréquence (" agilité de fréquence ") est donnée Fig.1. De plus, l'identification d'un signal est améliorée en intégrant 20 à 30 retours d'impulsions indépendants décorrélés.

La théorie et la pratique montrent que le degré d'amélioration des performances est à peu près proportionnel à $\sqrt{N}$, où N est le nombre d'impulsions indépendantes dans le train de fréquences. L'amélioration des performances n'est plus significative au-dessus de 30 impulsions parce qu'une fois que le seuil de détection a été franchi l'énergie de signal en excès est une perte. Qui plus est, pour N plus grand, il y aura accroissement du temps de détection, ce qui n'est pas souhaitable.

La Fig.2 montre la performance du radar à fréquence fixe et à fréquence rapidement variable. A puissance égale, 50 % d'augmentation de portée est possible avec la fréquence rapidement variable (F.A.) comparée à la fréquence fixe (F.F.).

1.4.3. Calcul de l'intervalle de fréquence rapidement variable nécessaire pour un coefficient d'auto-corrélation choisi :

Soit :

D la dimension radiale caractéristique de la cible complexe dépendant, soit de la dimension physique de la cible, soit de la résolution en distance du radar.

X la distance radiale de la partie la plus proche de la cible complexe à un élément du complexe.

F la fréquence d'émission

Δf la petite variation de f

c la vitesse de la lumière

La phase θ de l'écho d'un élément rapportée à la phase de l'écho du premier élément est :

$$\theta = 2 \times \frac{2\pi X f}{c}$$

et la dérivée de θ par rapport à f est :

$$\frac{d\theta}{df} = \frac{4\pi X}{c}$$

Cette expression forme un spectre pour un taux de variation de phase par rapport à la fréquence d'émission. Comme le taux de variation de phase peut être considéré comme fréquence et comme le complexe en général est constitué d'éléments rayonnants situés aléatoirement et dans la région de $X = 0$ à $X = D$, le résultat est un spectre de puissance ayant des limites à 0 et $\frac{4\pi D}{c}$ radians/cycle.

Le coefficient d'autocorrélation pour le signal résultant comme fonction de la variation de fréquence est (Réf. ⁴ Howard Ray 1966) :

$$\theta(\Delta f) = \frac{\sin(4\pi D \Delta f / c)}{4\pi D \Delta f / c} \quad \text{Equ. 1}$$

Admettant une autocorrélation de 0,5, valeur que l'expérience montre comme étant raisonnablement faible, l'équation 1 donne :

$$\theta(\Delta f) = 0,5 = \frac{\sin(4\pi D \Delta f / c)}{4\pi D \Delta f / c}$$

$$4\pi D \Delta f / c = 0,6\pi$$

$$\begin{aligned} \Delta f &= \frac{0,6\pi c}{4\pi D} = \frac{0,15 \cdot 3 \cdot 10^8}{D} \\ &= \frac{45}{D} \text{ Mhz} \end{aligned} \quad \text{Equ. 2}$$

Ainsi, pour une cible de dimensions faibles en comparaison du pouvoir de résolution du radar, la variation de fréquence nécessaire pour réduire le coefficient d'autocorrélation à 0,5 est de 45 MHz divisé par la dimension de cible exprimée en mètres. Pour le modèle de cible il serait nécessaire d'avoir une variation de fréquence infinie pour obtenir une décorrélation complète. Physiquement ceci peut être justifié si l'on remarque qu'une décorrélation complète implique une composition aléatoire complète de la phase des retours de signaux des divers éléments rayonnants qui composent la cible complexe. Puisque la cible modèle suppose un espace-ment aléatoire des éléments rayonnants, il y a une possibilité d'existence d'éléments rayonnants avec un espacement voisin de zéro. Par conséquent, une variation de fréquence avoisinant l'infini serait nécessaire pour donner la variation de phase requise. Pour cette raison il est réaliste d'accepter une quantité finie de corrélation comme représentative du cas de décorrélation.

Une plus grande décorrélation peut être obtenue, théoriquement approchant de zéro en faisant :

$$\Delta f = \frac{c}{2D} = \frac{150}{D} \text{ Mhz} \quad \text{Equ. 3}$$

en substituant cette valeur dans l'équation 1, nous obtenons

$$\theta(\Delta f) = \frac{\sin(4\pi D c / 2Dc)}{4\pi D c / 2Dc} = \frac{\sin 2\pi}{2\pi} = 0$$

Mais à nouveau, en pratique, une variation de fréquence infinie sera nécessaire pour obtenir une décorrélation complète pour des raisons similaires à celles données plus haut.

Les résultats donnés par les équations 2 et 3 dépendent de la dimension D. Si la cible complexe a une dimension approchant ou plus grande que le pouvoir de résolution du radar, c'est-à-dire des cibles étendues telles que la terre sur un radar de cartographie, la dimension caractéristique D est alors déterminée et égale au pouvoir de résolution du radar. Si l'on prend le pouvoir de résolution du radar

$$D = \frac{c \tau}{2}$$

où τ est la durée d'impulsion. Alors dans le cas de l'équation 2 :

$$\Delta f = \frac{45 \cdot 10^6}{D} = \frac{45 \cdot 10^6 \cdot 2}{3 \cdot 10^8 \cdot \tau} = \frac{1}{3,3 \tau} \quad \text{Equ. 4}$$

dans le cas de l'équation 3 :

$$\Delta f = \frac{150 \cdot 10^6}{D} = \frac{150 \cdot 10^6 \cdot 2}{3 \cdot 10^8 \cdot \tau} = \frac{1}{\tau} \quad \text{Equ. 5}$$

Ainsi nous voyons que la variation rapide de fréquence nécessaire est indépendante de la fréquence réelle d'émission utilisée mais dépend de la largeur d'impulsion utilisée.

Autant que possible Δf devrait être pris égal à $\frac{1}{\tau}$ pour une meilleure décorrélation et pour de meilleures propriétés d'antibrouillage. Mais une valeur de $\frac{1}{3,3 \tau}$ peut aussi être utilisée avec des résultats raisonnablement bons pour l'amélioration du signal seulement.

1.4.4. Amélioration des performances du radar

Les performances d'un radar de poursuite sont normalement représentées par la probabilité de détection à une certaine distance. La zone de probabilité de détection de 80 % et au-dessus est la zone utile.

La Fig. 2 nous montre que le système à fréquence agile se montre supérieur en portée avec de plus grandes probabilités. Le point de croisement sur la courbe est profondément affecté par le nombre d'impulsions intégrées. Ce phénomène peut être expliqué en considérant d'abord qu'au point de croisement les systèmes à fréquence fixe comme ceux à fréquence agile fournissent une énergie de retour suffisante pour travailler au-delà du seuil de détection avec des probabilités égales. Deuxièmement, au-dessus du point de croisement le radar à fréquence agile a plus de chances de détecter la cible que le radar à fréquence fixe. Le radar à fréquence agile se charge de fournir, lors de l'observation d'une cible, des échos indépendants d'impulsion à impulsion, jusqu'à N impulsions. Cet échantillonnage a donc plus de chance d'excéder un seuil donné, quand il sera intégré, que les échantillons dépendants d'une détection à fréquence fixe. Le troisième point marquant la supériorité de la fréquence fixe, en-dessous du point de croisement pour P_d faible, est expliqué comme suit : si par chance les signaux de retour en fréquence fixe sont favorables, alors tous les signaux de retour subséquents dans ce groupe seront favorables et l'intégration de N retours favorables excédera probablement plus la valeur de seuil que l'intégration d'une moyenne de N signaux de retour produits par le système à fréquence rapidement variable.

De plus, à la lumière de la discussion précédente, il apparaît clairement sur la Fig. 2 que pour des puissances égales la

portée atteinte par les radars à fréquence rapidement variable pour Pd excédant 80 % est 1,5 fois plus grand que pour des radars à fréquence fixe. Pour atteindre la même portée avec des radars à fréquence fixe on serait obligé d'augmenter la puissance d'émission de $(1,5)^4$, c'est-à-dire 5 fois.

1.5. Moyens existants pour obtenir l'agilité en fréquence

" Spin Magnetrons " dans lesquels la variation de fréquence est obtenue par la rotation d'un disque denté au-dessus de la ligne à retard du magnétron. Par ce moyen on change périodiquement la capacitance des résonateurs. Une assez grande variation de fréquence, de l'ordre de 4%, peut être obtenue et la variation est périodique.

" Dither Magnetrons " (magnétrons vibrants) - Ils sont équipés d'un élément vibrant à l'intérieur du magnétron. Les vibrations sont causées par un électro-aimant qui peut être modulé à basse fréquence. La bande couverte est faible, de l'ordre de 0,15 à 0,3%. La variation de fréquence est sinusoïdale.

Magnétrons contrôlés électromécaniquement -

Les magnétrons accordables classiques ou coaxiaux peuvent être commandés par un moteur actionnant une came ou par des moyens électromagnétiques. On peut avoir des bandes de variations de fréquences assez grandes, de l'ordre de 10 % avec un taux de variation rapide.

Dans toutes les méthodes mentionnées ci-dessus, le point commun est le mouvement mécanique d'une partie ou d'une autre obtenue par divers moyens. Pour un magnétron modulé en fréquence mécaniquement le facteur de mérite est donné par le produit :

M = largeur de bande de fréquence rapidement variable
 $\times$ fréquence de modulation

 $=$ excursion mécanique du système d'accord
 $\times$ pulsation du mouvement sinusoïdal

Ceci est le facteur limitatif pour la variation de fréquence rapide désirée à dimensions et poids donnés pour la partie mobile. Quand les excursions mécaniques sont grandes pour avoir des bandes de modulation de fréquence (F.M.) importantes, le nombre de mouvements par seconde que l'on peut obtenir diminue pour un facteur de fatigue donné et une durée de vie donnée.

Les tubes précédents forment une classe de magnétrons agiles en fréquence. L'autre groupe est celui où l'on ne fait pas appel au mouvement mécanique d'une partie pour obtenir la fréquence rapidement variable.

Exemples suivants :

Accord par faisceau d'électrons - Dans cette méthode un faisceau d'électrons est lancé dans une région à fort champ électrique haute fréquence. En faisant varier la pervéance du faisceau, la constante diélectrique $\mathcal{E}$ de la région est modifiée, d'où une modulation de fréquence. Ce faisceau peut être envoyé à travers les fentes d'un magnétron ou dans une cavité additionnelle ajoutée dans ce but. La largeur de bande est faible. En bande X, avec des valeurs pratiques du courant du faisceau d'électrons, on peut espérer 10 - 15 Mc/s de variation, d'où nécessité d'un système engendrant et modulant un faisceau d'électrons.

Utilisation du facteur de pulling - Le facteur de pulling d'un magnétron peut être utilisé pour obtenir la fréquence rapidement variable en présentant au magnétron un TOS variant

en amplitude et en phase. Conservant un fonctionnement stable du tube dans ses limites de puissance normales, le TOS, qui peut être présenté au magnétron, a permis d'obtenir une variation totale de fréquence rapidement variable de 30 Mc/s en bande X.

Magnétron verrouillé - Dans ce cas la fréquence du magnétron est contrôlée par un oscillateur modulé en fréquence auxiliaire ayant une faible puissance de sortie. Cet oscillateur auxiliaire pilote le magnétron par l'intermédiaire d'un circulateur. La bande de verrouillage dépend du rapport de la puissance de sortie des deux oscillateurs :

$$\frac{\Delta F}{F} = k \frac{2}{Q_E} \sqrt{\frac{P_i}{P_o}} \quad \text{Equ. 6}$$

k est une constante voisine de l'unité pour un magnétron.

Q_E et P_o

Q extérieur et puissance de sortie du magnétron

P_i puissance d'entrée appliquée au magnétron par l'oscillateur auxiliaire.

Considérant des valeurs pratiques commodes pour Q_E , P_i et P_o , une bande de fréquence de quelques 10 Mc/s est obtenue.

1.6. Fréquence rapidement variable par ferrites

Le magnétron est équipé de deux sorties; la première est effectivement utilisée comme sortie de puissance mais la seconde sert à coupler au système résonnant une réactance qui change la fréquence de résonance du magnétron. La réactance externe est obtenue par un élément de guide d'onde

court-circuité et contenant des ferrites soumises à un champ magnétique de polarisation variable. En changeant le champ magnétique polarisant et en faisant varier le courant circulant dans le bobinage d'un électroaimant, on peut changer la longueur électrique effective du guide d'onde et ainsi on fait varier la réactance couplée au magnétron et donc la fréquence. Nous voyons qu'un guide d'onde contenant des ferrites et soumis à un champ magnétique variable se comporte comme un guide fermé par un court-circuit mobile.

Dans l'étude actuelle nous examinerons cette possibilité pour un magnétron à impulsions de haute puissance (200 kW) variable dans la bande X (8,5 à 9,6 ^GMc/s).

La variation de fréquence rapide qui pourrait être réalisée dépendra des niveaux de puissance, coefficients de surtension, perte d'énergie tolérable et bande de fréquence du magnétron. Il est évidemment plus facile d'optimiser les paramètres pour une fréquence fixe que pour une bande d'une largeur de 1000 Mc/s. Dans le cadre de cette étude on a choisi le problème très général et très vaste. Dans le cas le plus favorable, une variation de fréquence rapide de $\simeq 1\%$ peut être envisagée.

Il apparaît dans la littérature technique qu'une aussi large bande d'accord a été étudiée pour des klystrons avec ferrites en 1956 (réf.20; G.R. Jones, J.C. Cacheries et C.A. Morrison) mais aucun rapport similaire n'est paru à ce jour pour les magnétrons à notre connaissance.

Il y a de bonnes raisons à cela car l'usage de ferrites en haute puissance pose plusieurs problèmes. Il y a des pertes magnétiques haute fréquence dans les ferrites qui provoquent leur échauffement avec une dégradation progressive de leurs propriétés magnétiques et rendent le dispositif complètement

inutilisable au point de Curie qui peut ne pas dépasser 120°C pour certaines ferrites. Il faut donc trouver des moyens de refroidissement. Sous vide le refroidissement par convection ne peut se faire et le refroidissement par radiation n'est pas efficace à des températures de cet ordre. Le seul moyen restant est le refroidissement par conduction mais malheureusement les ferrites sont d'assez mauvais conducteurs. Ceci impose une restriction dans l'épaisseur des plaques de ferrite qui peuvent être utilisées et même les plus minces d'entre elles doivent avoir un très bon contact avec l'enveloppe de cuivre qui est refroidie de l'extérieur. Ceci signifie que les ferrites devraient être brasées au métal sans qu'il y ait détérioration des paramètres magnétiques ni accroissement des pertes magnétiques ou diélectriques.

Les coefficients de dilatation du cuivre et du ferrite diffèrent beaucoup. Il y a toujours un risque de cassure des ferrites pendant les cycles d'échauffement et de refroidissement. Les ferrites étant des oxydes, elles ne peuvent être brasées ni même traitées à chaud sous atmosphère réductrice d'hydrogène comme cela se fait couramment dans la technique des tubes hyperfréquence. Le chauffage sous atmosphère réductrice provoquerait une déficience en oxygène dans la structure polycristalline de la ferrite dégradant ainsi ses propriétés. Cette difficulté peut être surmontée en opérant sous vide. La possibilité d'utilisation des ferrites sous vide n'est pas connue. Leur taux de dégazage et les effets à long terme pour le maintien d'un bon vide à l'intérieur du tube ne sont pas connus. Sous vide et en présence d'un champ électrique haute fréquence il peut y avoir dissociation de l'oxygène, ce qui empêche de magnétron de fonctionner car l'oxygène est un poison violent pour la cathode. Dans ce cas nous devons nous limiter à utiliser une cavité de variation de fréquence contenant les ferrites externes à la partie du tube sous vide. Ceci signifiera naturellement que l'on utilisera des éléments plus longs avec le

risque d'aboutir aux phénomènes de longue ligne.

La seconde grande difficulté est d'éviter l'interaction entre deux champs magnétiques croisés, l'un pour le fonctionnement du magnétron et l'autre pour polariser les ferrites. Il faut aussi éviter la saturation des ferrites par le champ magnétique intense de l'aimant permanent. Il est délicat d'utiliser un blindage magnétique car tout blindage est équivalent à un court-circuit magnétique qui ne laisse pas un champ suffisant ni suffisamment uniforme entre les pièces polaires du magnétron pour son bon fonctionnement.

Troisièmement la vitesse de variation de la fréquence sera fonction de l'inductance de l'électroaimant, car plus l'inductance est élevée, plus lente sera la variation du courant et donc la polarisation magnétique de la ferrite. Nous ne prendrons pas en considération ce problème dans la présente étude; nous le mentionnons ici seulement pour une vue générale de la question.

Dans cette étude nous proposons le plan ci-dessous :

Première partie - Théorie

1. Etude de la théorie d'un magnétron à cavité couplée et différentes considérations entrant dans la conception d'un tel magnétron.
2. Etude théorique d'une cavité résonnante à air (ou sous vide) et contenant la ferrite. Rappel des propriétés principales en hyperfréquences et tenseurs caractérisant le milieu formé par un ferrite.

Deuxième partie - Théorie et expérience

3. Mesures du couplage de cavités, différents Q , rendement etc. avec l'air comme diélectrique.

4. A) Mesures correspondantes sur cavité contenant la ferrite de différents types, différentes épaisseurs à différents emplacements.
B) Avec différents champs magnétiques appliqués aux ferrites sous les conditions mentionnées en 4.A.
C) Etudes sur les ferrites après brasage et sous vide.
5. Mesures à froid sur magnétron couplé à une cavité d'accord fermée par un piston de court-circuit mécaniquement ajustable. Avec (a) divers coefficients de couplage (b), diverses positions de la cavité d'accord en fonction de la position de la sortie du tube.
6. Essais sur magnétrons en oscillation
 - (a) avec une cavité accordable mécaniquement
 - (b) avec une cavité accordable par ferrite.

C H A P I T R E I I

MAGNETRON A CAVITE COUPLEE

2.1. Introduction

Nous étudierons dans ce chapitre le problème fondamental d'un magnétron couplé à une cavité sans ferrite. Nous pourrons ainsi séparer les particularités propres aux ferrites et celles propres à la cavité couplée. Le rôle des ferrites étant de faire varier la longueur électrique de la cavité, le fonctionnement du tube sera le même si on remplace la ferrite par un court-circuit mobile.

2.2. Plan du chapitre

Nous étudierons successivement les points suivants :

- circuit équivalent à constantes localisées d'un magnétron à cavité stabilisatrice couplée. Domaine de validité.
- Modes de l'ensemble au voisinage des fréquences d'utilisation. Existence de trois " modes π ".
- Répartition de l'énergie HF entre la cavité et le magnétron.
- Courbes d'accord en fonction du déplacement du court-circuit mobile.
- Performances obtenues : rendement et plage d'accord.

- Influence de l'iris de couplage.
- Projet d'un magnétron accordable par cavité couplée.

2.3. Circuit équivalent au système magnétron-cavité couplée

Le système résonnant du magnétron est ouvert au fond de l'un des résonateurs à ailettes. En ce point, la théorie des cavités résonnantes à secteur montre que le système résonnant du magnétron peut être présenté par un seul circuit résonnant série $L_1 C_1$.

De ce point, la cavité résonnante est équivalente à un circuit résonnant série $L_3 C_3$ si sa longueur est voisine d'un multiple entier de la demi-longueur d'onde guidée.

On démontre qu'un iris mince en forme de H situé dans le plan de couplage, et qui constitue l'orifice de couplage, peut être représenté par un circuit résonnant parallèle $L_2 C_2$ (Fig. 4).

2.4. Validité de cette représentation

T.S. CHEN (Réf. 13) met en cause la validité de ce modèle en ce qui concerne la prédiction des courbes d'accord à large bande d'un magnétron. Il montre que le circuit équivalent doit comporter plusieurs branches en parallèle. Il conclut que la représentation d'un tel système par des cavités à constantes localisées n'est compatible avec l'expérience que dans un domaine de $\pm 2\%$ de part et d'autre de la fréquence de résonance π propre du magnétron.

Comme nos variations de fréquence resteront très faibles (bien inférieures à 2%), nous conserverons néanmoins le modèle décrit précédemment pour sa simplicité.

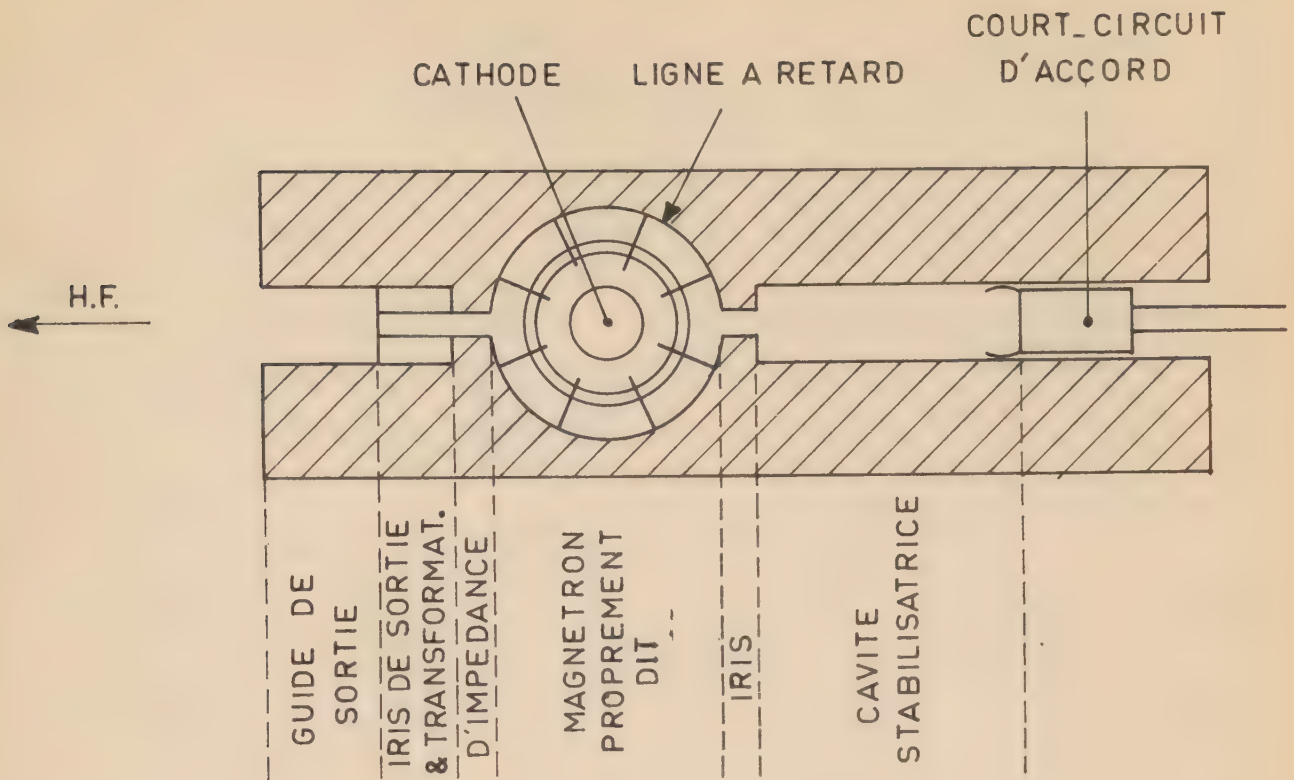


FIG.3 MAGNETRON A CAVITE STABILISATRICE

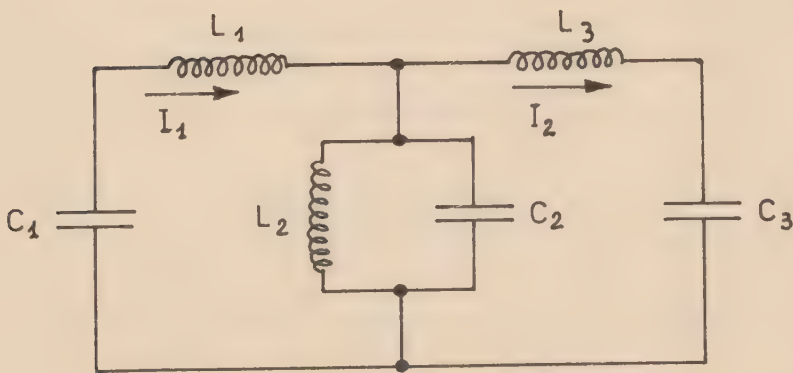


FIG.4 CIRCUIT EQUIVALENT A CONSTANTES LOCALISEES

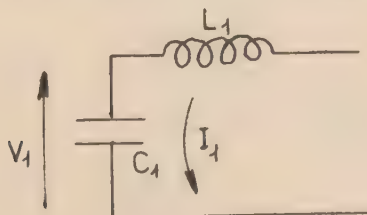


FIG.5 CIRCUIT EQUIVALENT DU MAGNETRON

2.5. Etude du circuit équivalent (Fig.4)

Nous poserons

$$Z_n = \sqrt{\frac{L_n}{C_n}} \quad \text{et:} \quad \omega_N = \frac{1}{\sqrt{L_n C_n}}$$

Les indices $n = 1, 2, 3$ correspondent respectivement au magnétron, à l'iris et à la cavité couplée.

Nous nous placerons par la suite dans le cas simple où le magnétron, l'iris et la cavité sont accordés au voisinage de la même fréquence, soit :

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega_3 = \omega_0 \quad (7)$$

2.5.1. Fréquences propres

Posons

$$\alpha = \frac{\omega}{\omega_0} \quad \text{et} \quad \gamma = \alpha - \frac{1}{\alpha} \quad (8)$$

Impédance de la branche (1) :

$$j\left(L_1\omega - \frac{1}{C_1\omega}\right) = jZ_1\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right) = j\gamma Z_1 \quad (9a)$$

$$\text{Impédance de la branche (3) :} \quad j\gamma Z_3 \quad (9b)$$

Admittance de la branche (2) :

$$j\left(C_2\omega - \frac{1}{L_2\omega}\right) = \frac{j}{Z_2}\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right) = j\frac{\gamma}{Z_2} \quad (9c)$$

$$\text{Impédance de la branche (2) :} \quad -j\frac{Z_2}{\gamma}$$

Nous appliquerons les lois de Kirchoff aux boucles (1 + 2) et (2 + 3) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(Z_1\gamma - \frac{Z_2}{\gamma}\right)I_1 + \frac{Z_2}{\gamma}I_2 = 0 \end{array} \right. \quad (10a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{Z_2}{\gamma}I_1 + \left(Z_3\gamma - \frac{Z_2}{\gamma}\right)I_2 = 0 \end{array} \right. \quad (10b)$$

./...

Ce système homogène n'a de solution que si son déterminant est nul :

$$\left(Z_1 \gamma - \frac{Z_2}{\gamma}\right) \left(Z_3 \gamma - \frac{Z_2}{\gamma}\right) - \left(\frac{Z_2}{\gamma}\right)^2 = 0$$

soit

$$\gamma = \pm \sqrt{\frac{Z_2}{Z_1} + \frac{Z_2}{Z_3}} \quad (11)$$

Notons que la résolution précédente ne vaut que si le système n'est pas dégénéré, ce qui arrive pour $\gamma = 0$. Il faut alors lever l'indétermination.

Multiplions le système (10) par γ . Il reste

$$\begin{cases} (Z_1 \gamma^2 - Z_2) I_1 + Z_2 I_2 = 0 \\ Z_2 I_1 + (Z_3 \gamma^2 - Z_2) I_2 = 0 \end{cases}$$

pour $\gamma = 0$, il reste deux équations identiques :

$$Z_2 (I_2 - I_1) = 0$$

ce qui n'est possible que si Z_2 ou $(I_2 - I_1)$ est nul. Le circuit (2) étant antirésonnant à la pulsation ω_0 , Z_2 ne peut être nul. Par contre, les circuits (1) et (2) sont résonnants à la même fréquence, et il est clair que $I_1 = I_2$. La condition précédente est alors satisfaite et $\gamma = 0$ doit être retenu comme solution.

Le circuit précédent peut et ne peut donc avoir de courant circulant, et donc d'énergie stockée, que si

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma = 0 \\ \gamma = \pm \sqrt{\frac{Z_2}{Z_1} + \frac{Z_2}{Z_3}} \end{array} \right.$$

Les pulsations propres correspondantes sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega = \omega_0 \quad (12a) \\ \omega' = \omega_0 \sqrt{\frac{1}{2} \left[\frac{Z_2}{Z_1} + \frac{Z_2}{Z_3} + 2 + \sqrt{\left(\frac{Z_2}{Z_1} + \frac{Z_2}{Z_3} + 2 \right)^2 - 4} \right]} \quad (12b) \\ \omega'' = \omega_0 \sqrt{\frac{1}{2} \left[\frac{Z_2}{Z_1} + \frac{Z_2}{Z_3} + 2 - \sqrt{\left(\frac{Z_2}{Z_1} + \frac{Z_2}{Z_3} + 2 \right)^2 - 4} \right]} \quad (12c) \end{array} \right.$$

Ces équations montrent que l'iris a une influence sur les fréquences des modes autres que le mode en $\omega = \omega_0$.

Les résultats obtenus montrent qu'une résonance unique du magnétron seul (mode π) est scindée en trois résonances par la présence de la cavité et de l'iris de couplage. (Fig. 8).

2.5.2. Energie stockée

L'énergie stockée dans la branche (1) s'écrit :

$$\mathcal{E}_1 = \frac{1}{2} L_1 I_1^2 + \frac{1}{2} C_1 V_1^2$$

en développant cette équation, nous obtenons :

$$2\omega \mathcal{E}_1 = I_1^2 Z_1 \left(\alpha + \frac{1}{\alpha} \right) \quad (13a)$$

de même :

$$2\omega \mathcal{E}_3 = I_2^2 Z_3 \left(\alpha + \frac{1}{\alpha} \right) \quad (13b)$$

Pour la branche (2) nous calculons séparément l'énergie dans la capacité

$$\frac{1}{2} C_2 \left[(I_1 - I_2) \frac{Z_2}{\gamma} \right]^2$$

et dans la self :

$$\frac{1}{2} L_2 \left[\frac{(I_1 - I_2) Z_2}{\gamma L_2 \omega} \right]^2$$

d'où, après calcul :

$$2 \omega \varepsilon_2 = (I_1 - I_2)^2 \frac{Z_2}{\gamma^2} \left(\alpha + \frac{1}{\alpha} \right) \quad (13c)$$

2.5.3. Facteur de stabilisation

Il est défini par

$$S = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3}{\varepsilon_1}$$

soit en remplaçant $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ par leur valeur et en introduisant la valeur de I_2/I_1 fournie par (10a)

$$S = 1 + \frac{Z_1}{Z_2} \gamma^2 + \frac{Z_3}{Z_1} \left(1 - \frac{Z_1}{Z_2} \gamma^2 \right)^2 \quad (14)$$

Pour $\gamma = 0$ soit $\omega = \omega_0$

$$S = 1 + \frac{Z_3}{Z_1} \quad (15)$$

Pour

$$\gamma = \pm \sqrt{\frac{Z_2}{Z_1} + \frac{Z_2}{Z_3}}$$

$$S = 2 \left(1 + \frac{Z_1}{Z_3} \right) \quad (16)$$

2.5.4. Mode de fonctionnement

Le calcul du coefficient de stabilisation fournit un paramètre commode permettant de prévoir le comportement du magnétron en oscillation. Le mode dans lequel l'oscillation s'établira est celui dans lequel

l'énergie stockée est minimale. Le coefficient S en fournit une valeur normalisée par rapport à celle qui est stockée dans le magnétron seul. On peut prévoir que le tube choisira le mode pour lequel S est le plus faible.

Les équations (15) et (16) montrent que lorsque le mode central a une stabilisation S de 3, les deux modes latéraux ont une stabilisation de 3 également.

Lorsque la stabilisation du mode central est inférieure à 3, les modes latéraux sont plus stabilisés que le mode central et sont donc défavorisés.

Le calcul et l'expérience montrent que pour obtenir des conditions de fonctionnement stables, le coefficient S doit être maintenu inférieur à 2. Une valeur de 1,7 peut être considérée comme un objectif optimal à atteindre.

Il est légitime de choisir le mode central pour l'oscillation. En effet, les autres modes ayant une stabilisation égale, il y aurait toujours compétition de modes entre eux et par suite de fortes instabilités de fonctionnement.

Des mesures de répartition des champs d'interaction entre l'espace anode-cathode montreraient que la distorsion des champs due à la présence de la cavité est moindre pour ce mode.

Enfin, il est possible de montrer que la pente d'accord (c'est-à-dire la variation de fréquence obtenue pour l'ensemble du système lorsqu'on change la fréquence propre du guide d'accord d'une quantité donnée) est la plus grande pour le mode central.

2.6. Courbes d'accord

Rappelons que la cavité utilisée est un guide d'ondes de longueur variable par déplacement d'un court-circuit mobile.

La condition de résonance du circuit de la Fig. 3 s'écrit

$$b_1 + b_2 + b_3 = 0 \quad (17)$$

où b_1 , b_2 , b_3 sont les susceptances des branches 1, 2, 3.
 b_3 est la susceptance de la cavité vue de l'iris. La théorie des guides d'ondes fournit une valeur approchée de b_3 .

$$b_3 = \cot g\left(\frac{2\pi L}{\lambda_g}\right) \quad (18)$$

L : longueur du guide d'accord.

λ_g : longueur d'onde guidée.

On a représenté Fig. 6 et 7 l'évolution de b_1 et b_2 en fonction de la longueur d'onde. λ_1 et λ_2 sont les longueurs d'ondes pour lesquelles $(b_1 + b_2)$ s'annule, ce qui correspond à

$$L = \frac{n \lambda_g}{2} \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

On trouvera Fig. 9 les courbes d'accord d'un magnétron en fonction du déplacement du court-circuit d'accord. Les courbes en pointillé représentent les résonances propres du guide et du magnétron. Commentons brièvement cette figure. Pour $L = 0$, il n'y a plus de cavité couplée et on retrouve le cas trivial d'un magnétron seul. Les courbes d'accord doivent donc aboutir aux fréquences des modes π , $(\frac{N}{2} - 1)$, etc... C'est bien ce que nous vérifions.

Lorsque L est égal à un nombre entier de demi-longueurs d'onde pour chaque mode, on doit retrouver la même fréquence de résonance : c'est bien le cas sur la figure.

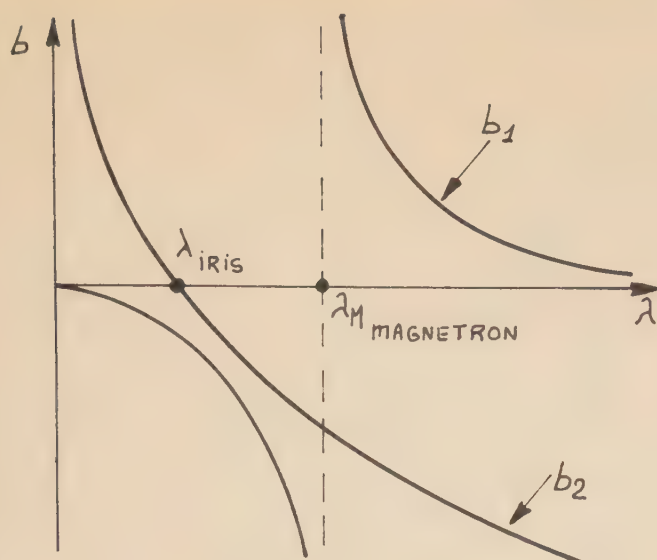


FIG 6 COURBES
DE SUSCEPTANCE

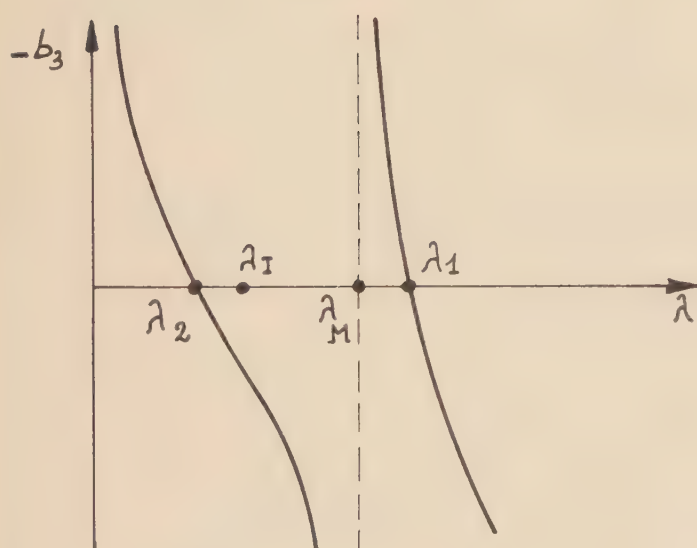


FIG 7 SUSCEPTANCE

$$\underline{-B_3 = B_1 + B_2}$$

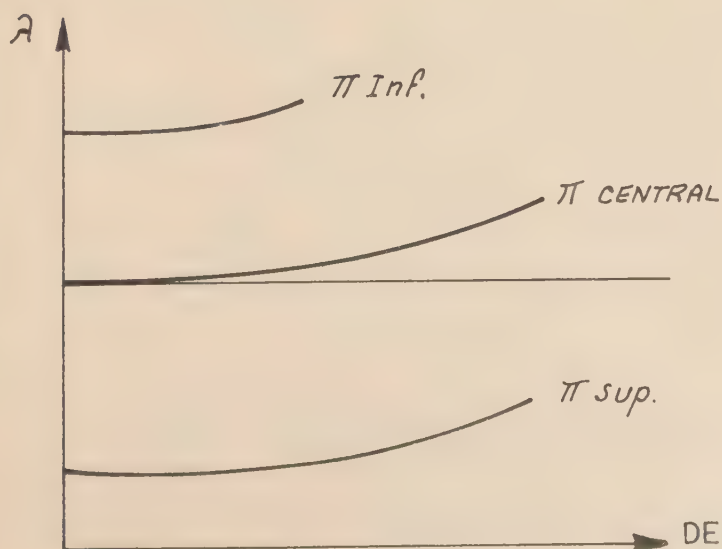


FIG 8 MODES π

DEPLACEMENT DU
SYSTEME D ACCORD

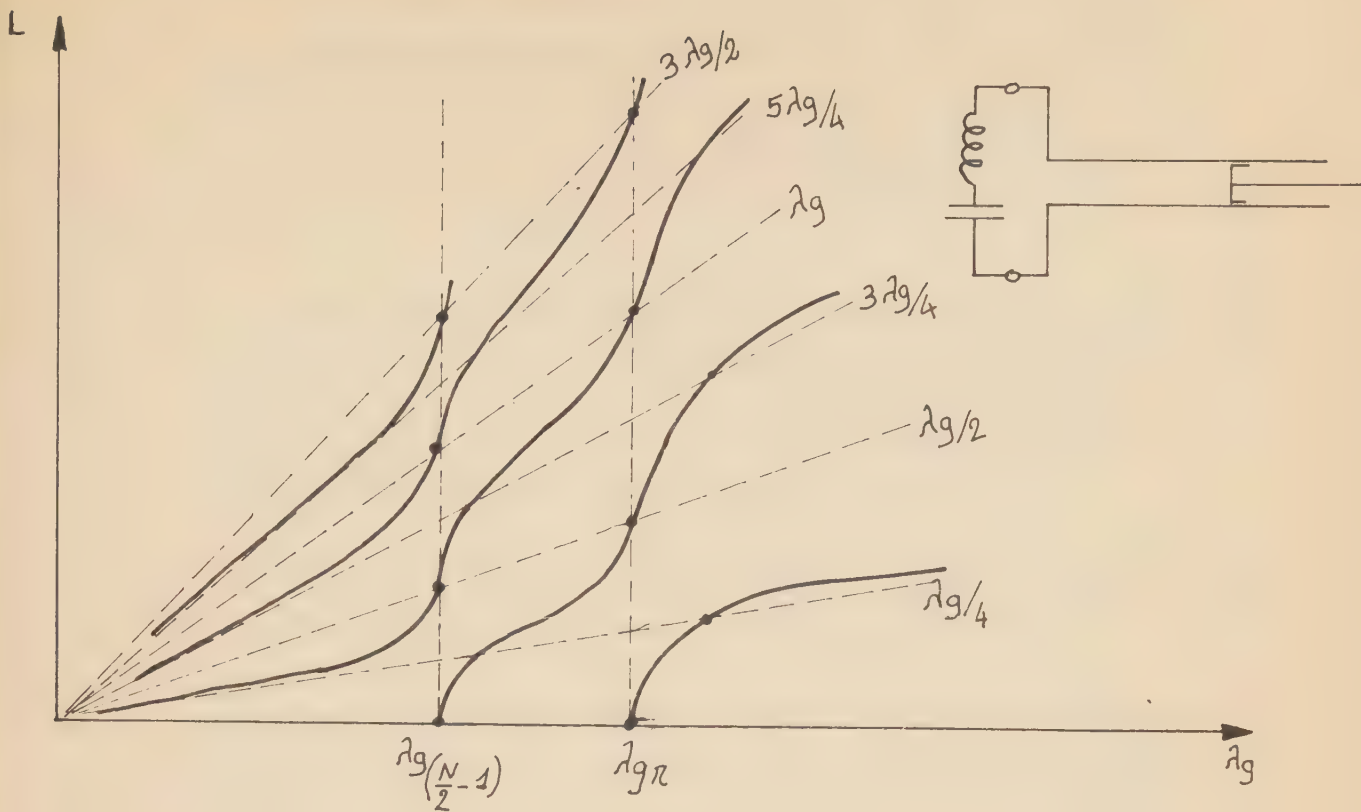


FIG.9 COURBES D'ACCORD D'UN MAGNETRON ACCORDABLE
PAR CAVITE COUPLEE

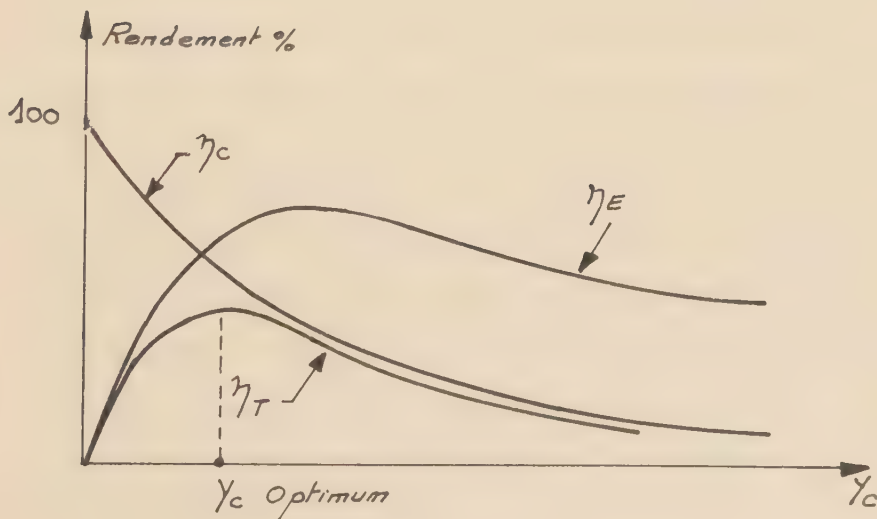
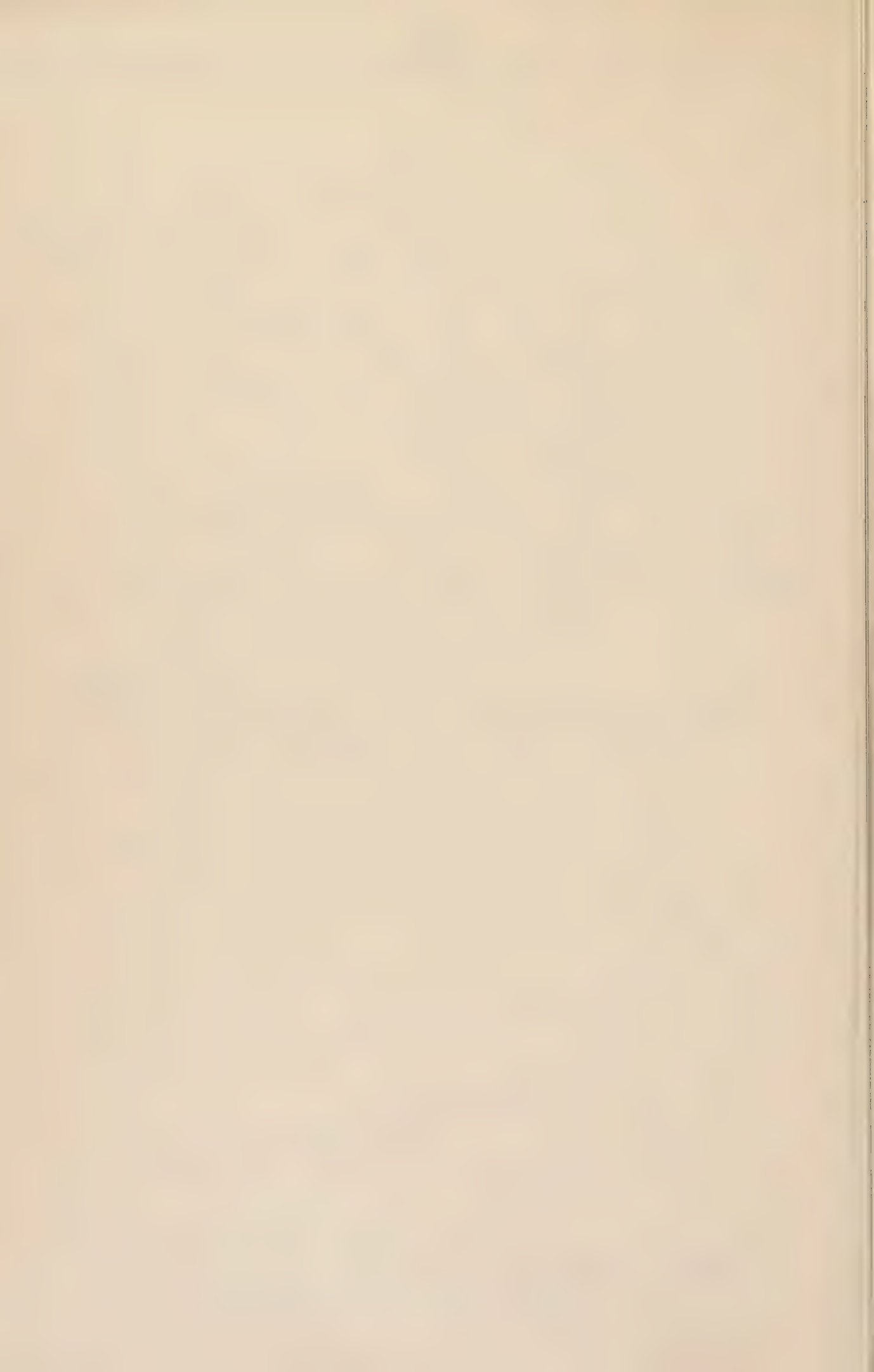


FIG 10 VARIATIONS DU RENDEMENT AVEC L'ADMITTANCE
CARACTERISTIQUE DU MAGNETRON



Lorsque, pour un mode quelconque, L est voisin d'un nombre entier de demi-longueurs d'ondes à la fréquence considérée, il y a beaucoup d'énergie stockée dans le magnétron. Par conséquent, le guide d'accord sera peu efficace et il y aura peu de variation de fréquence pour un déplacement donné du court-circuit d'accord.

Loin des résonances propres du magnétron, il y a peu d'énergie stockée dans le magnétron, toute l'énergie se trouve dans la cavité : il y a une grande variation de fréquence pour le même déplacement du piston de court-circuit.

Lorsque la longueur du guide d'accord augmente en nombre de $\lambda_g/2$, la pente des courbes d'accord augmente.

Pour une géométrie donnée (L donné), le mode $\mathbb{T}$ se trouve toujours encadré par deux résonances, d'autant plus proches que le nombre de $\lambda_g/2$ contenus dans le guide d'accord est grand. Ces modes correspondent à des distributions des champs HF intermédiaires entre les modes propres du magnétron seul et ceux de la cavité seule.

Notons que ces courbes d'accord ont été obtenues en faisant abstraction de l'iris de couplage. Son influence se traduirait par l'apparition de deux résonances encadrant la résonance comme la théorie du circuit équivalent a permis de le prévoir.

La zone intéressante de ces courbes d'accord est celle où il se trouve suffisamment d'énergie dans le magnétron pour que l'interaction électron-onde soit possible. On voit que ces zones sont aussi celles où la cavité d'accord a le moins d'influence. Une étude plus approfondie montrerait que, au voisinage de ces zones intéressantes, le tube est d'autant plus " accordable " par le guide d'accord que le couplage entre les deux systèmes résonnants est fort.

2.7. Rendement

2.7.1. Rendement de circuit η_c

Proportion de l'énergie HF produite qui est fournie à la charge.

2.7.2. Rendement électronique η_e

Proportion de l'énergie appliquée convertie en énergie HF.

2.7.3. Rendement global η_T

Rendement de conversion du tube à la sortie HF.

$$\eta_T = \eta_c \eta_e$$

2.7.4. Coefficient de surtension d'un résonateur

$$Q = 2 \pi \frac{\text{Energie stockée}}{\text{Energie dissipée par cycle}}$$

On distingue la surtension à vide Q_U qui ne tient compte que des pertes internes, la surtension externe Q_E qui ne tient compte que du couplage à la charge, la surtension en charge Q_L qui tient compte des pertes globales.

2.7.5. Variation de η_c et η_e en fonction de l'admittance caractéristique des résonateurs à ailettes vus de l'espace d'interaction.

Elle est donnée Fig. 10.

On voit qu'il existe une valeur optimale de γ_c pour laquelle le rendement de conversion est maximal. Lorsque la fréquence du mode π est déplacée par la cavité d'accord, l'admittance γ_c varie et s'éloigne de cette valeur optimale. Au delà d'une certaine limite, l'énergie non convertie devient

excessive. La proportion d'électrons renvoyés sur la cathode augmente, produisant une diminution de la durée de vie du tube et un risque croissant de moding.

2.8. Mode ($\frac{N}{2} - 1$)

Ce mode est habituellement responsable des instabilités de fonctionnement des magnétrons (moding). On obtient un fonctionnement correct en rendant improbable la croissance des oscillations dans ce mode :

- par une séparation en fréquence telle que la vitesse de synchronisme du faisceau et de l'onde soit très différente de ce qu'elle est pour le mode π , ce qu'on obtient par le "strapping";
- par la réduction de la surtension en charge du mode, ce qui réduit le champ HF dans l'espace d'interaction et par suite le rendement de l'oscillation et la probabilité de démarrage.

Le mode ($\frac{N}{2} - 1$), comme tous les modes de la structure à l'exception du mode π , est un doublet, c'est-à-dire qu'on retrouve sa configuration de champs à deux fréquences extrêmement voisines. L'une de ces résonances (dite : mode en cosinus) est fortement couplée aux dissymétries de structure. L'autre (mode en sinus) lui est orthogonale et donc fortement découplée. Dans le magnétron classique on incorpore intentionnellement des discontinuités dans le magnétron (straps coupés, ...), de telle sorte que chacun des deux modes du doublet soit également couplé à la charge et ait donc même Q_L . Si un seul mode était chargé, il y aurait risque de moding sur l'autre.

2.9. Magnétron accordable par cavité

Du point de vue strictement pratique il est commode de placer le guide d'accord à l'opposé de la cavité à secteurs par où se fait la sortie de l'énergie HF. Mais cette disposition est telle que l'un des modes du doublet ($\frac{N}{2} - 1$) n'est pas couplé à la charge ni à la cavité d'accord. Pour ce mode, l'énergie stockée dans la cavité d'accord est nulle et la stabilisation vaut donc 1. Il a donc un fort avantage au démarrage des oscillations d'où risque de moding.

Cette situation est évitée si on place la cavité d'accord à 45° ou 135° de la sortie HF. Dans cette position le doublet ($\frac{N}{2} - 1$) est convenablement couplé. Par contre, c'est la régularité des champs HF dans l'espace d'interaction qui se trouve perturbée par cette disposition dissymétrique, d'où une limitation de la bande d'accord possible (Fig. 11 et 12).

La solution définitive consiste à grouper 4 cavités d'accord identiques à 45° et 135° de la sortie HF. On réalise ainsi à la fois les conditions de symétrie et de charge. De plus, la bande d'accord est beaucoup plus large. Par contre, ces cavités devant être accordées simultanément, il se pose un problème délicat de commande (Fig. 13).

Dans la suite de cette étude nous nous restreindrons à une seule cavité d'accord, le système à 4 cavités posant des problèmes techniques plutôt que scientifiques.

2.10 Iris

Si la longueur de l'iris est trop grande, le mode π supérieur (c'est-à-dire le plus haut en fréquence), et si elle est trop faible le mode π inférieur, se rapproche du mode π central. Il y a donc un compromis à choisir pour centrer le

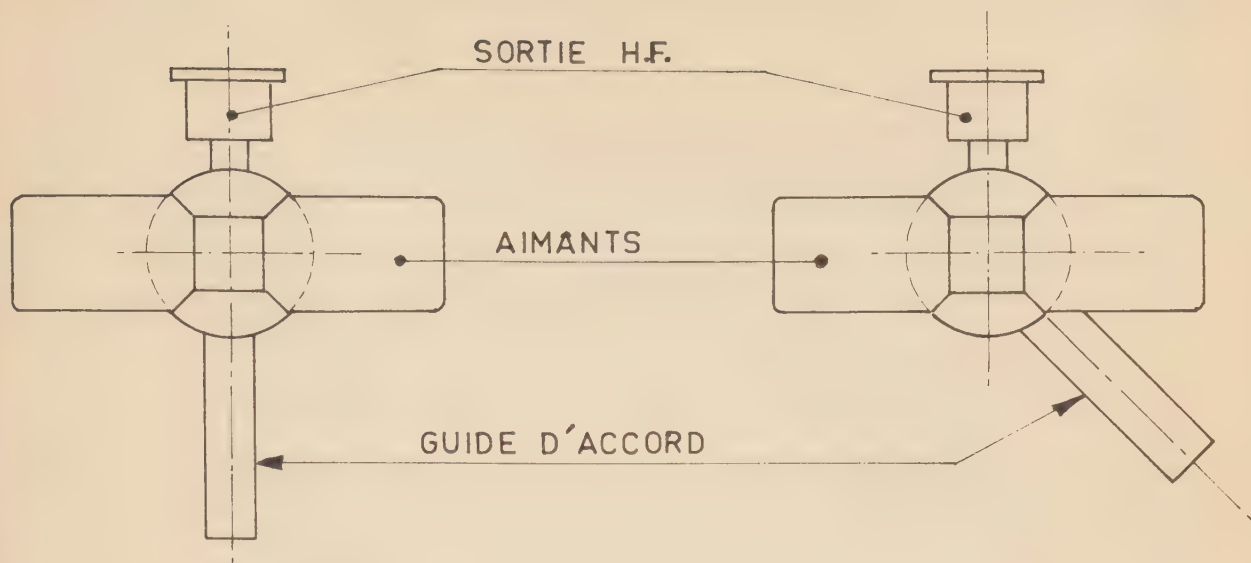


FIG 11

CAVITE A 180°

FIG 12

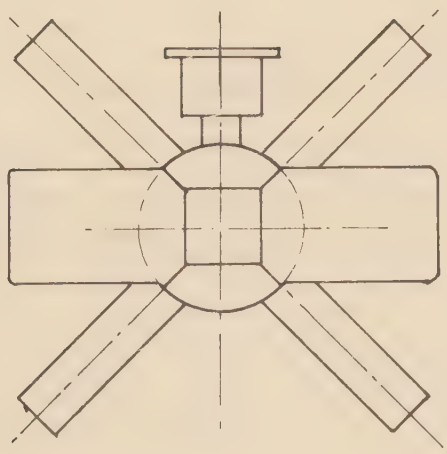
CAVITE A 135° 

FIG 13

4 CAVITES COUPLEES

mode π entre les modes latéraux.

2.11. Choix de la forme et de la longueur de la cavité d'accord à ferrites

Dans les magnétrons à accord mécanique on utilise en général une cavité en guide ridgé pour les raisons suivantes :

- longueur d'onde de coupure plus basse pour les mêmes dimensions extérieures;
- plus grande séparation entre les modes TE₁₀ et TE₂₀;
- impédance plus basse que le guide rectangulaire et meilleure adaptation à l'impédance du magnétron (5 à 10 Ω en fond de résonateur à ailettes;
- forte concentration du champ électrique entre les " ridges ", où on peut se contenter de réaliser le court-circuit sans introduire de pertes ni de rayonnements;
- il est également possible de réaliser le résonateur du magnétron couplé au guide en guide ridgé de section identique, ce qui supprime l'iris et les modes π latéraux qui lui sont associés.

Pour un magnétron accordé par ferrites, le guide ridgé présente l'inconvénient que la zone inductive, dans laquelle peuvent être disposées les plaquettes de ferrite, est proche de la zone capacitive, de sorte qu'un champ électrique marginal pénètre dans le ferrite, donnant lieu à des pertes non négligeables. Ces pertes provoqueront donc une diminution du rendement de circuit du tube.

Cependant, ce désavantage est contrebalancé par l'obtention d'un couplage beaucoup plus important de la cavité et du magnétron que dans le cas de guide rectangulaire, ce qui se traduit par une augmentation notable de la bande d'accord.

Ce procédé présente finalement des propriétés différentes de celui utilisant une cavité rectangulaire : on obtiendra une bande d'accord large au prix de pertes accrues (voir paragr. 6.5., chapitre 6).

La longueur choisie est un multiple de la demi-longueur d'onde. Ce multiple sera minimal pour des raisons d'encombrement et pour éviter des effets de longue ligne éventuels. Par contre, la longueur devra être telle que les ferrites se trouvent suffisamment loin du champ de fuite des aimants permanents du tube pour n'être pas perturbées par lui.

Si on conserve un système d'accord mécanique annexe, on choisira une longueur de cavité telle qu'il y ait toujours le même nombre de longueurs d'onde dans le guide d'accord quand on accorde la fréquence.

CHAPITRE III

COMPORTEMENT DES FERRITES EN HYPERFREQUENCE ET ACTION SUR UNE CAVITE RESONNANTE

3.1. Cavité résonnante et comportement des ferrites

Dans ce chapitre nous proposons d'examiner : la cavité résonnante dont l'air est le diélectrique, les calculs de ses longueurs d'onde de résonance à partir de ses dimensions géométriques, le calcul des pertes diélectriques et de parois conduisant à une estimation de Q , le facteur de qualité de la cavité. Puis nous passerons rapidement en revue les caractéristiques des ferrites : température de Curie, mécanismes de pertes tels que : résonance gyromagnétique, ondes de Spin, imperfections de structure, pertes diélectriques, etc... Elles seront suivies de celles des perméabilités tensorielles et du décalage de la fréquence de résonance d'une cavité contenant des ferrites en fonction de l'application selon x , y ou z d'un champ magnétique extérieur. Nous examinerons les raisons imposant l'emplacement des pièces des ferrites dans une cavité et les facteurs restreignant l'épaisseur et les volumes totaux des ferrites pouvant être utilisés dans des conditions données.

Les unités employées dans ce chapitre et les suivants sont en CGS sauf indiqué.

3.2. Fréquence de résonance d'une cavité

Nous avons déjà vu dans le chapitre précédent qu'en vue de varier la fréquence de fonctionnement d'un magnétron, la cavité couplée doit résonner près de la fréquence de ce dernier. La longueur d'onde de résonance d'un résonateur parallélépipédique, tel que celui formé par le volume fermé d'un guide d'ondes rectangulaire, est donnée par :

$$\lambda_o = 2 \left[\left(\frac{l}{a} \right)^2 + \left(\frac{m}{b} \right)^2 + \left(\frac{n}{c} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad \text{équ. 26}$$

où l , m , n , sont les nombres de variation de $\frac{\lambda}{2}$ du champ et a , b , c , sont les dimensions de la cavité respectivement selon x , y et z et l , m , $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ avec seulement l'un des nombres nul pour que le champ existe. Pour le mode TE_{10n} dominant, 26 se réduit en

$$\begin{aligned} \lambda_o &= 2 \left[\left(\frac{l}{a} \right)^2 + \left(\frac{n}{c} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \\ \lambda_o &= \left[\left(\frac{l}{\lambda_c} \right)^2 + \left(\frac{n}{2c} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad \text{équ. 27}$$

où λ_c est la fréquence de coupure du guide.

λ_o étant indépendant des paramètres ϵ et μ du milieu :

$$f_c = \frac{v}{\lambda_o} = v \left[\left(\frac{l}{\lambda_c} \right)^2 + \left(\frac{n}{2c} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad \text{équ. 28}$$

et $v = (\epsilon_o \epsilon \mu_o \mu)^{-\frac{1}{2}}$

dans l'espace libre $v = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$.

A cause de la présence de l'iris de couplage, la fréquence de résonance de la cavité diffèrera légèrement de celle donnée par l'équation 28 . Quand le magnétron lui-même est accordé, dans une certaine plage de fréquence, la cavité doit aussi s'ajuster près de cette fréquence, soit par un changement de ses dimensions physiques comme c'est le cas avec une cavité à court-circuit réglable, soit même en variant sa longueur électrique effective en jouant sur le ϵ et le μ de son milieu

interne. Dans les cavités accordées à l'aide de ferrites, on tire avantage du tenseur de perméabilité variable en fonction du champ magnétique de polarisation appliqué. L'exploitation de ce phénomène pour faire varier la fréquence d'un magnétron, impulsion à impulsion, sera notre principale préoccupation dans ce travail.

3.3. Q : facteur de qualité d'un circuit résonnant.

Il est égal à

$$Q = 2 \pi \frac{\text{énergie stockée}}{\text{énergie perdue par cycle}}$$

L'énergie perdue se compose de : pertes diélectriques dans le milieu emplissant la cavité et pertes dans les parois de celle-ci; alors :

$$\frac{1}{Q_{\text{cav}}} = \frac{1}{Q_{\text{parois}}} + \frac{1}{Q_{\text{diél.}}} \quad \text{équ. 29}$$

et

$$\frac{1}{Q_{\text{diél.}}} = \frac{\sigma}{\epsilon \omega} \quad \text{équ. 30}$$

où σ : conductivité du milieu diélectrique
 ϵ : constante diélectrique
 ω : fréquence angulaire de résonance

(Slater - chapitre 3).

H_a étant le champ magnétique normalisé dans le mode utilisé :
on a

$$\frac{1}{Q_{\text{parois}}} = \frac{\delta}{2} \int_S H_a^2 d\alpha \quad \text{équ. 31}$$

avec $\int_V H_a^2 dV = 1$ (condition de normalisation - Slater - chapitre 4)

où $\delta = \text{épaisseur de peau} = (2/\omega \sigma \mu)^{\frac{1}{2}}$

On pose

$H = k H_a$: intensité crête du champ magnétique

k : coefficient

da : élément différentiel de surface

L'expression 31 est aussi égale à :

$$\frac{1}{Q_{\text{parois}}} = \frac{\frac{\delta}{2} \int_S H_a^2 da}{\int_V H_a^2 dv} \quad \text{équ. 32}$$

V : volume de la cavité

En admettant que la valeur de H_a^2 sur la surface A égale celle de la moyenne de H_a^2 dans le volume V , on peut écrire en première approximation à partir de 32 :

$$\frac{1}{Q_{\text{parois}}} = \frac{\delta A}{2V}$$

Avec A surface)
 V volume) de la cavité

ce qui signifie que Q_{parois} est le quotient du volume de la cavité et du volume d'une mince couche d'épaisseur $\frac{\delta}{2}$ entourant le volume.

Il est intéressant de regarder la variation de Q_{parois} avec la longueur d'onde. Pour deux cavités de même forme mais de tailles différentes, la longueur d'onde sera proportionnelle aux dimensions linéaires; alors le volume variera comme λ^3 et l'aire comme λ^2 . L'épaisseur de peau est proportionnelle à $\sqrt{\lambda}$. Dans ce cas, si la conductivité est indépendante de λ , Q_{parois} sera proportionnel à $\sqrt{\lambda}$ et décroîtra en même temps que la longueur d'onde.

Pour quelques formes simples, on peut calculer le Q d'une cavité. Pour un parallélépipède rectangle résonnant opérant selon le mode TE_{10n} , on a :

$$\frac{Q \delta}{\lambda_0} = \frac{abc}{2} \frac{(p^2 + r^2)^{\frac{3}{2}}}{p^2 c (a + 2b) + r^2 a (c + 2b)} \quad \text{équ. 33}$$

où $p = \frac{1}{a}$ et $r = \frac{n}{c}$

Dans le cas d'une cavité pleine de ferrite, le Q_{total} s'écrit :

$$\frac{1}{Q_{\text{total}}} = \frac{1}{Q_{\text{ferrite}}} + \frac{1}{Q_{\text{cavité}}(\text{le diélectrique est l'air})}$$

En mesurant Q_{total} et $Q_{\text{cavité}}$ (ou en calculant), on peut obtenir le Q_{ferrite} à une fréquence donnée et la magnétisation.

3.4. Comportement des ferrites en hyperfréquence

On rappelle ici les propriétés des ferrites et leur comportement dans la région des hyperfréquences qui seront utiles dans ce travail. Les ferrites sont des diélectriques ayant des propriétés ferrimagnétiques. Ils ont acquis un tenseur de perméabilité variable en fonction d'un champ magnétique extérieur de polarisation, une constante diélectrique élevée ($\epsilon \simeq 12$) et une résistivité électrique élevée de l'ordre de 10^7 à $10^{12} \Omega/\text{cm}$.

A cause de leur résistivité élevée, ils sont transparents aux radiations HF capables de pénétrer profondément en eux et d'interagir avec les électrons en precession. Comme la fréquence de precession peut être ajustée à toute fréquence dans la région des hyperfréquences, en appliquant un champ magnétique de polarisation convenable, une interaction forte et un effet de résonance gyromagnétique se produisent lorsque le signal HF est polarisé circulairement dans le même sens que

la precession du spin des électrons. Une interaction faible a lieu chaque fois que le signal HF et la precession sont en sens inverse.

Ainsi l'application d'un champ magnétique variable de polarisation transforme le ferrite en un milieu anisotrope avec un tenseur de perméabilité HF variable.

3.5. Champs démagnétisants

Le champ interne de polarisation dans le ferrite diffère du champ appliqué par un champ de démagnétisation qui est proportionnel à la magnétisation :

$$H_i = H_o - MN (x, y, z,) \quad \text{équ. 34}$$

où H_i : intensité du champ magnétique interne de polarisation.

H_o : intensité du champ magnétique externe de polarisation.

M : vecteur de magnétisation.

$N_x N_y N_z$: facteurs de démagnétisation dans les directions x, y, z . Ils sont définis par $N_x + N_y + N_z = 4\pi$ en unités électromagnétiques; ils peuvent avoir des valeurs comprises entre 0 et 4π dépendant de la forme de l'échantillon.

3.6. Magnétisation à la saturation M_S

Les ferrites sont des matériaux polycristallins ayant une structure de spinelle. Les ions métalliques responsables du comportement ferrimagnétique sont localisés en des sites 8 tétraédriques (A) et 16 octaédriques (B) (Fig. 14). Les deux magnétisations M_A et M_B sont orientées en sens inverse.



○ ION OXYGENE

○ ION METAL

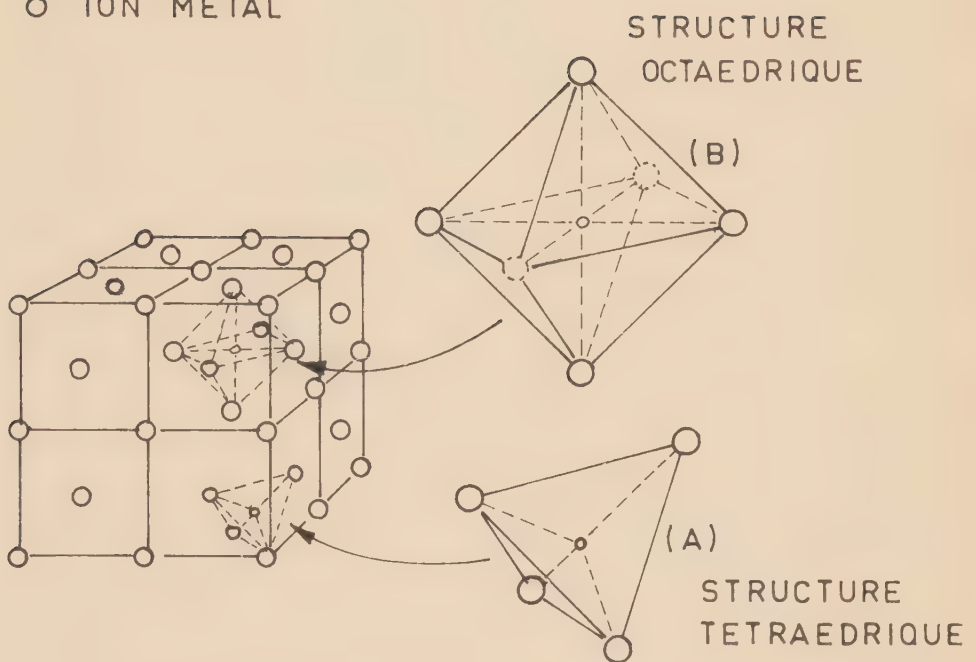


FIG. 14 STRUCTURE CRISTALLINE DES FERRITES

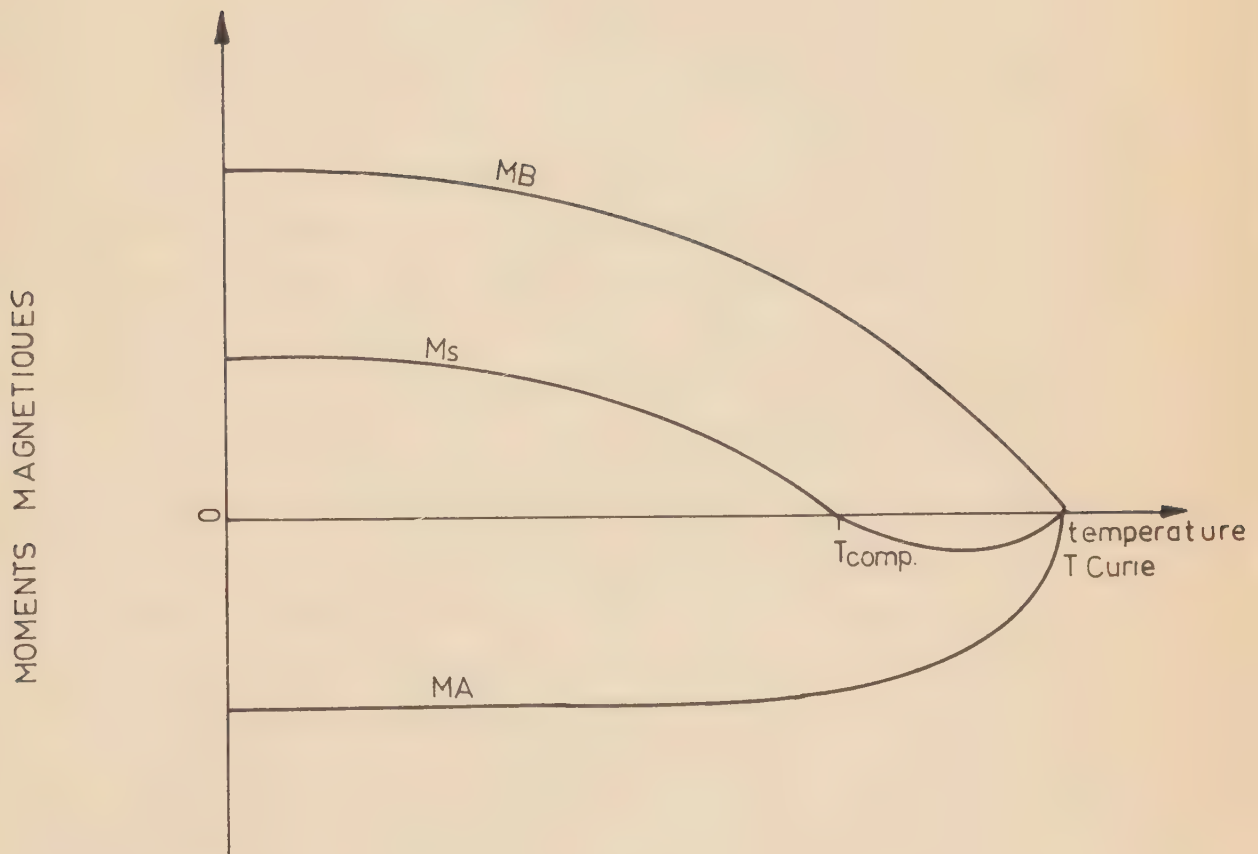


FIG 15 MAGNETISATION DES FERRITES EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

La magnétisation résultante du matériau est

$$M_S = M_B - M_A$$

Chaque magnétisation vient des ions magnétiques qui y contribuent et dépend à la fois du nombre d'ions et de leurs moments magnétiques. Comme le nombre d'ions aux sites B est double, généralement, M_B est prédominant.

3.7. Point de Curie : T_C

Lorsque la température d'un matériau de ferrite est augmentée, la structure magnétique est affaiblie à cause de l'agitation thermique accrue et est éventuellement complètement désorganisée au point de Curie. A cette température $M_S = 0$ et le ferrite est inemployable dans les systèmes. Pour les systèmes à ferrites le point de Curie détermine à la fois la température de fonctionnement maximale et un domaine de température critique où une petite variation de température entraîne un grand effet sur les caractéristiques du système. Ainsi M_S dépend de la température, s'annulant à T_C qui est quelques fois aussi appelée température de Neel. Cependant, dans quelques cas spéciaux, un matériau ferri-magnétique peut atteindre un M_S minimal ou même nul avant d'arriver à T_C . La température à laquelle $M_B - M_A = 0$ est appelée point de compensation. Alors M_B et M_A sont égaux mais non nuls individuellement. Une courbe représentant la variation de M_S en fonction de la température pour le cas spécial mentionné ci-dessus est tracée à la Fig. 15. Normalement, T_{comp} se place hors du domaine : $-40^\circ\text{C} < T < T_C$ qui peut être pris comme intervalle de travail normal pour les ferrites.

3.8. Largeur de raie de résonance ferrimagnétique : ΔH

La largeur de raie de résonance ΔH (encore appelé "largeur de ligne") constitue une mesure des pertes dans le ferrite, c'est-à-dire de la dissipation de l'énergie transférée au réseau. La largeur de raie est mesurée en oersteds et égale la différence entre les deux valeurs du champ magnétique appliqué pour lesquelles les pertes diminuent de moitié par rapport à la valeur maximale. Cela est montré à la Fig. 16.

Les pertes magnétiques dans les ferrites peuvent être introduites en considérant la constante de perméabilité μ comme une quantité complexe de la forme

$$\mu = \mu' - i\mu'' \quad \text{équ. 35}$$

où μ' est la perméabilité au sens commun et μ'' représente les pertes magnétiques. L'énergie réactive emmagasinée et l'énergie réelle dissipée sont en quadrature. On peut, de plus, subdiviser μ en μ_+ et μ_- , selon que la polarisation circulaire HF est dans le même sens ou en sens opposé par rapport au moment de precession de spin des électrons. Avec ces conditions, on peut écrire :

$$\mu_+ = \mu'_+ - i\mu''_+ \quad \text{équ. 36a}$$

et

$$\mu_- = \mu'_- - i\mu''_- \quad \text{équ. 36b}$$

Comme mentionné en 3.4., une interaction forte est seulement possible pour le sens positif (le même) de polarisation (c'est-à-dire avec μ_+), incluant la résonance gyromagnétique qui cause une absorption (pertes) d'énergie. La résonance gyromagnétique a lieu lorsque la fréquence de precession et la fréquence du signal HF sont égales. L'amplitude de la precession augmente aux dépens du mode uniforme (transportant le signal) résultant

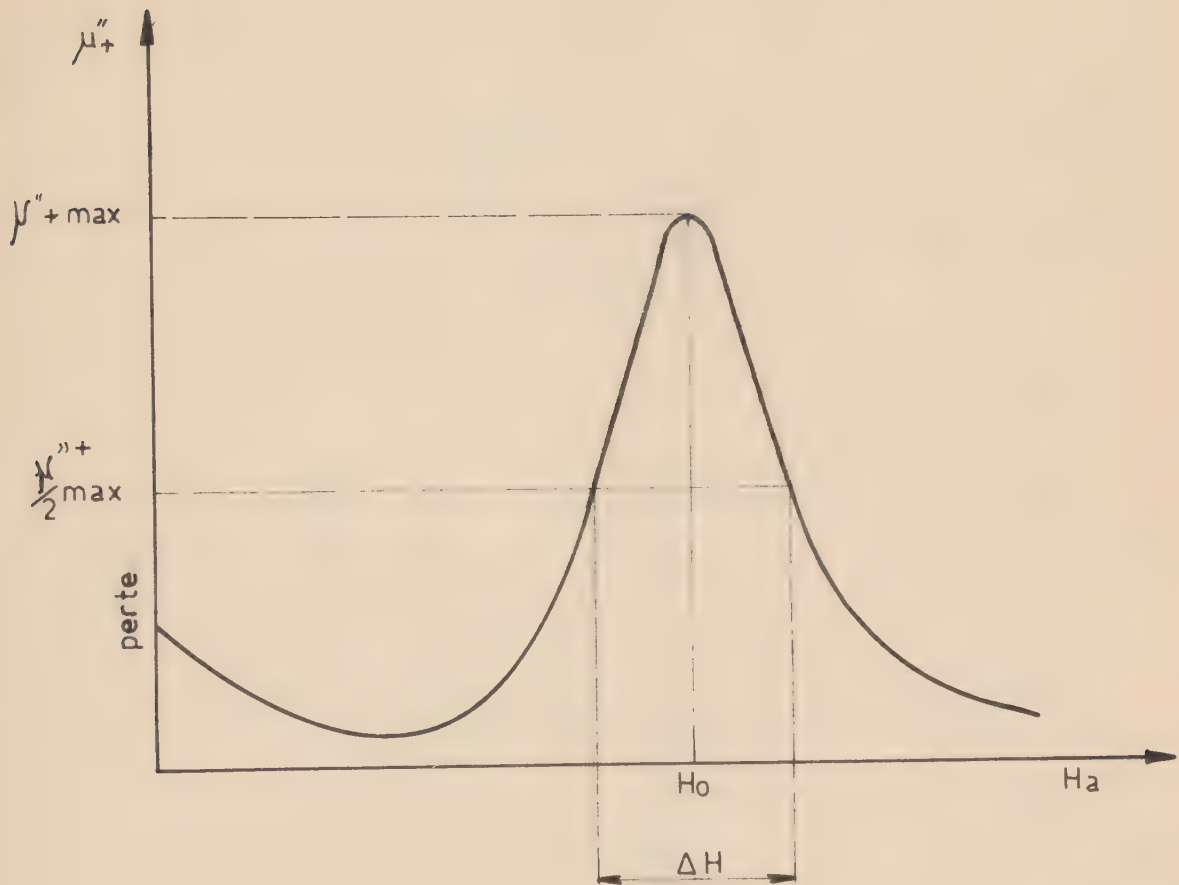


FIG 16 PERTES MAGNETIQUES D'UN FERRITE EN FONCTION
DU CHAMP APPLIQUE

en une absorption prononcée. En supposant $\bar{h}$, intensité du champ magnétique HF, petit devant $\bar{H}_a$, intensité du champ magnétique appliqué, la fréquence de precession est donnée par $F = 2,8 H_a$ (MHz) lorsque H_a est exprimé en oersteds. Une courbe de pertes, identique à celle de la Fig. 16, s'obtient en variant H_a pour un ω donné

$$\omega = 2 \pi \times \text{fréquence du signal}$$

μ_+'' est donné par la formule :

$$\mu_+'' = \frac{4 \pi M}{\gamma H_0} \frac{\omega \tau}{(\gamma H_0 - \omega)^2 \tau^2 + 1} \quad \text{équ. 37}$$

Il est évident que μ_+'' est maximal lorsque $\gamma H_0 = \omega$ et son maximum vaut $4 \pi M \tau$

On a :

M : moment magnétique par unité de volume ;

τ : temps de relaxation des domaines ;

$$\begin{aligned} \gamma &: \text{rapport gyromagnétique} = \frac{M}{P} = \frac{e}{2mc} g \\ &= \frac{\text{moment magnétique par unité de volume}}{\text{moment de la quantité de mouvement}} \end{aligned}$$

qui vaut dans le cas de l'électron (-) $8,795 \cdot 10^6$
g rad/s. oersted

g : facteur de décomposition spectroscopique ou simplement facteur de Landé ayant une valeur proche de 2.

Alors γ vaut pour un électron - $17,6 \cdot 10^6$

Pour tirer la valeur de ΔH , nous avons simplement à chercher les valeurs de H_a donnant $\mu_+'' = 2 \pi M \tau$

Dans ces conditions, on trouve que

$$\Delta H = \frac{2}{\gamma \tau} \quad \text{équ. 38}$$

ΔH représente les pertes totales de l'onde HF uniforme incluant celles dues à la présence de cassures, pores ou autres inhomogénéités. Cependant ΔH est beaucoup plus grand que la largeur de raie de l'onde de spin ΔH_K (voir plus bas) qui est largement déterminé par l'amortissement magnétique du matériau. Généralement, ΔH croît légèrement avec la fréquence.

3.9. Largeur de raie des ondes de spin : ΔH_K

Les ondes de spin peuvent être bien représentées par une réponse spatiale non uniforme de la magnétisation au champ HF. Il y a une fluctuation périodique de la magnétisation se propageant dans le corps du ferrite. Dans tout milieu où une grande force tend à remettre l'ensemble dans une certaine position par rapport aux autres particules, le mécanisme de base d'un mouvement d'onde entretenu est fourni. Par exemple, une onde sonore se propage par la vibration des atomes du réseau autour de leurs positions moyennes. Puisqu'il y a une interaction parmi les atomes avoisinants, le déplacement de l'un d'eux est couplé aux autres déplacements. Ainsi, une perturbation se transmet de proche en proche le long du solide au moyen de cette interaction (se référer à l'article 4.5. de LAX 1962, référence 24, pour une discussion détaillée sur les ondes de spin). ΔH_K comme ΔH s'exprime en oersteds et est beaucoup plus petit que ΔH , souvent $\frac{\Delta H}{5}$ au moins, étant donné que les ferrites ordinaires ont une largeur de raie d'onde de spin proportionnelle en première approximation aux pertes magnétiques seules, à l'exclusion des autres pertes. Malheureusement, très peu d'informations sont disponibles sur les ΔH_K des ferrites polycristallins d'intérêt pratique.

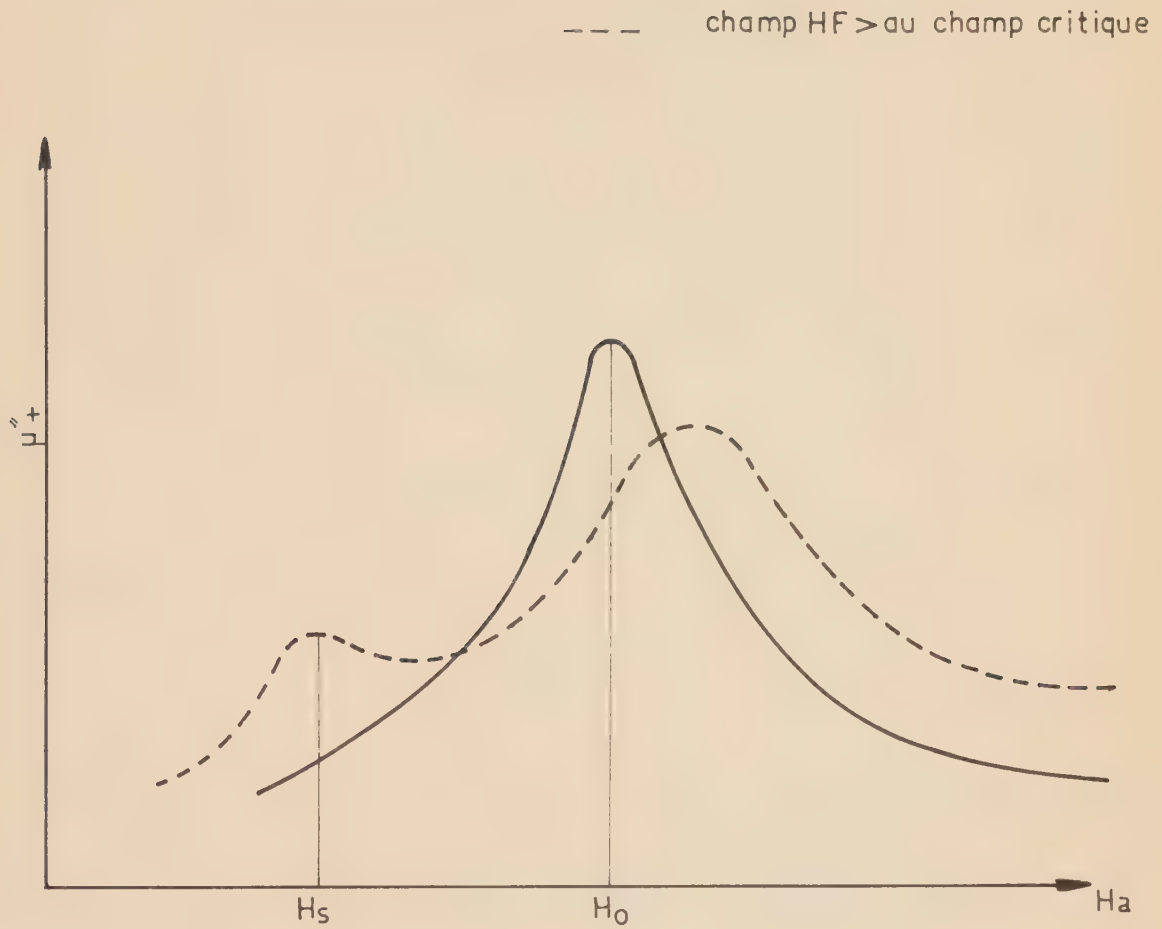


FIG 17 EVOLUTION DE LA COURBE DE PERTES MAGNETIQUES LORSQUE LE CHAMP HF APPLIQUE DEPASSE LE CHAMP CRITIQUE

3.10. Instabilités de forte puissance

Les ferrites présentent une variation non linéaire de μ'' avec le niveau de signal HF, lorsque le champ magnétique HF h dépasse un seuil H_C . La raie de résonance principale s'élargit, se déplace vers la droite et le sommet s'abaisse. De plus, une nouvelle résonance subsidiaire apparaît à $H_S < H_0$, où H_0 est la valeur de H_a donnant la résonance gyromagnétique principale pour le ω considéré (Fig. 17) et H_S est la valeur de H_a pour la résonance secondaire. Dans la littérature on donne deux formules pour calculer H_C que l'on définit comme le champ magnétique HF critique pour lequel les instabilités dues à la forte puissance apparaissent : (Voir THOUREL "Emploi des ferrites en hyperfréquence", 1962, pages 36 - 37).

$$H_C = \Delta H \left(\frac{2 \Delta H_K}{4 \pi M} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{équ. 39}$$

et

$$H_C = \Delta H \left(\frac{3,08 \Delta H}{4 \pi M} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{équ. 40}$$

L'expérience montre que la valeur de H_C tirée de 40 donne un trop grand H_C . Généralement les instabilités de forte puissance apparaissent à des valeurs de champ plus basses. 39 peut être prise comme limite inférieure et 40 comme limite supérieure. Dans ces deux limites les instabilités apparaissent et persistent pour toute valeur plus élevée de magnétisation HF. Pour des considérations de projet, 39 est préférable car les ondes de spin déterminent essentiellement le départ des instabilités. La détermination expérimentale de H_C pour chaque type et chaque lot de ferrites est la mesure la plus sûre.

3.11. Permittivité complexe

Comme dans le cas de la perméabilité, la permittivité complexe ϵ s'écrit :

$$\epsilon = \epsilon' - j \epsilon'' \quad \text{équ. 41/...}$$

Dans la région des hyperfréquences, la constante diélectrique ϵ' est pratiquement indépendante de la fréquence, mais bien plus grande que 1, ce qui conduit à des problèmes d'adaptation et d'excitation de modes supérieurs dans les guides d'onde chargés par des ferrites. La tangente de pertes diélectriques $\delta_e = \epsilon'' / \epsilon'$ est l'un des facteurs de contrôle pour les pertes en transmission du système. δ_e est généralement compris entre 2.10^{-4} et 13.10^{-3} pour différents ferrites.

3.12. Tenseur de perméabilité complexe : μ

Le champ magnétique est un tenseur antisymétrique du 2e ordre dans un espace tridimensionnel. Comme il n'a que trois composantes distinctes, on peut assimiler le champ magnétique à un vecteur de l'espace. Tout matériau magnétique placé dans un champ magnétique acquiert une induction magnétique. Dans le cas général, le matériau magnétique est de nature anisotrope : il en résulte que le vecteur intensité du champ magnétique et le vecteur induction magnétique ne sont pas alignés. Mais dans un grand nombre de cas il y a proportionnalité des deux vecteurs, ce que l'on écrit :

$$\vec{B} = \vec{\mu} \vec{H}$$

où $\vec{\mu}$ est un tenseur.

C'est le cas des ferrites.

Nous savons que lorsqu'un électron d'un ferrite est soumis à un champ magnétique continu externe H_0 , il precessionne avec une fréquence angulaire

$$\omega_0 = \gamma H_0 \quad \text{équ. 42}$$

où $\gamma = \frac{M}{P}$

a déjà été défini.

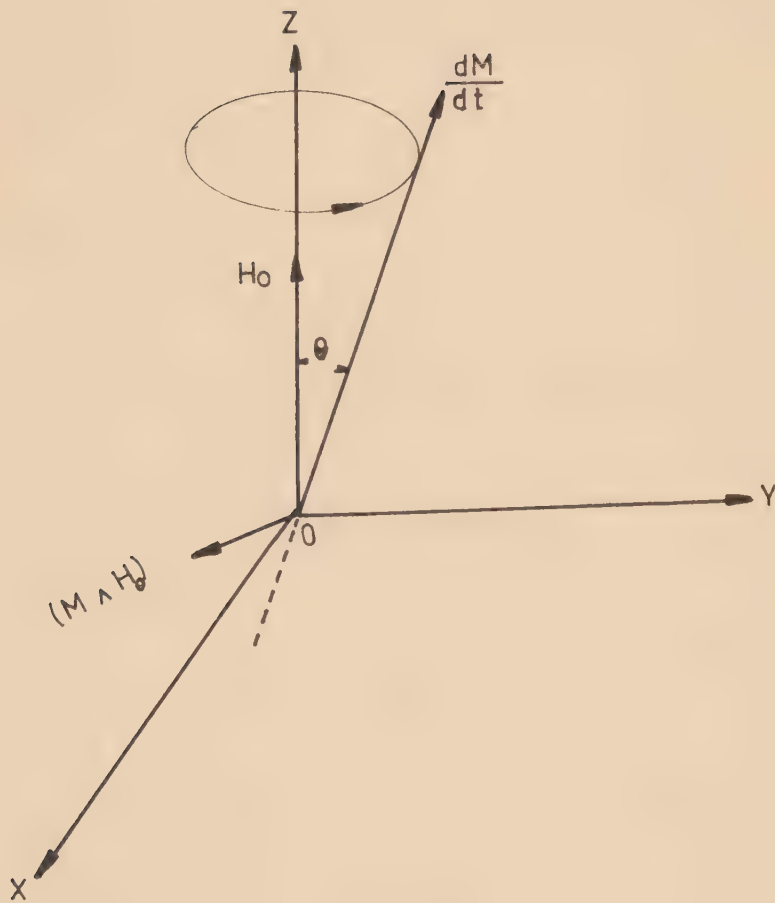


FIG. 18 MOUVEMENT DE PRECESSION D'UN ELECTRON SOUMIS A UN CHAMP CONTINU H_0

Des théorèmes de la mécanique classique, on peut écrire

$$\vec{M} = \gamma \vec{P} \quad \text{équ. 43}$$

Le champ magnétique H_0 produit un couple de rappel

$$\vec{M} \wedge \vec{H}_0 \quad (\text{voir figure 18})$$

Le comportement du système est réglé par l'équation du moment cinétique : la somme des moments des forces appliquées à un système égale la dérivée par rapport au temps du moment cinétique total, soit :

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{M} \wedge \vec{H}_0$$

et comme $\vec{M} = \gamma \vec{P}$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \wedge \vec{H}_0 \quad \text{équ. 44}$$

Lorsqu'un champ H_F $h \ll H_0$ est appliqué perpendiculairement à H_0 44 devient

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \wedge \vec{H} \quad \text{équ. 45}$$

où $H = H_0 + h$

$$\text{soit} \quad \frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} - \vec{M} \wedge \vec{H}_0 = \vec{M} \wedge \vec{h} \quad \text{équ. 46}$$

Avec l'équation 46 on voit qu'il existe une relation entre le moment magnétique et le champ H_F . Comme d'autre part, il y a des relations entre l'induction, le moment et le champ magnétique, on trouve finalement des relations entre l'induction et le champ H_F qui nous conduisent aux tenseurs de perméabilité.

Ces tenseurs de perméabilité sont extensivement traités dans plusieurs livres sur les ferrites. Cependant, dans les paragraphes suivants nous admettrons et utiliserons les résultats finaux sans démonstration. Pour une discussion détaillée,

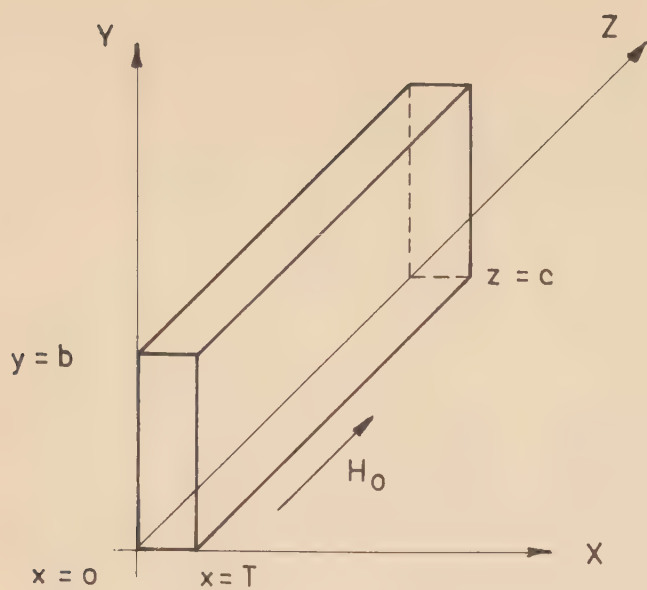


FIG. 19 a H_0 parallèle à l'axe Z du ferrite

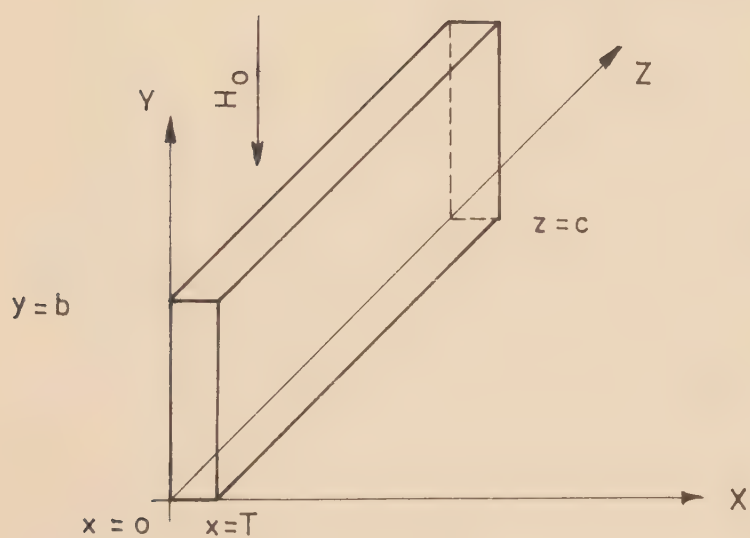


FIG 19 b H_0 parallèle à l'axe Y

le lecteur pourra se référer à (1).

POLDER a montré que la densité alternative de flux $\mathbf{b}$ dans un matériau ferromagnétique saturé dans la direction z (voir Fig. 19a) est reliée au champ magnétique alternatif interne $\mathbf{h}$ par un tenseur de perméabilité de la forme :

$$\bar{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & -i\kappa & 0 \\ i\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{pmatrix} \quad \text{équ. 47}$$

où μ_0 est la perméabilité du vide, μ et κ sont les composantes du tenseur de perméabilité de POLDER. En conséquence, quand on magnétise un ferrite, la perméabilité dans la direction du champ appliqué $\mu_{||}$ croît jusqu'à μ_0 . On suppose que le tenseur ci-dessus représente alors le ferrite non saturé avec $\mu_{||}$ fonction du champ magnétique remplaçant μ_0 .

Quand le champ continu appliqué est dans la direction de y (voir Fig. 19b) le tenseur de perméabilité devient alors :

$$\bar{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & 0 & -i\kappa \\ 0 & \mu_{||} & 0 \\ i\kappa & 0 & \mu \end{pmatrix} \quad \text{équ. 48}$$

Et lorsque H_0 est dans la direction x , le tenseur de perméabilité est symétrique autour de l'axe des x et il devient :

$$\bar{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{||} & 0 & 0 \\ 0 & \mu & -i\kappa \\ 0 & i\kappa & \mu \end{pmatrix} \quad \text{équ. 49}$$

Mais dans ce cas les facteurs démagnétisants sont tels que le champ interne dans le ferrite ($H_i = H_0 - 4\pi M_x$) est petit. Alors on doit prévoir un gros aimant pour obtenir un champ interne appréciable.

Pour cette raison, cette configuration est d'intérêt pratique faible et ne sera pas considérée par la suite.

(1) Ref. 24, chap. 4 et 6; réf. 25, chap. 3; réf. 26, chap. 3; réf. 27

3.13. Accord des cavités et théorie des perturbations (1)

Pour une cavité contenant un petit échantillon de ferrite, le déplacement de la fréquence de résonance de la cavité est donné par :

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} = - \frac{\Delta W}{W_0} \quad \text{équ. 50}$$

où ΔW est la variation d'énergie emmagasinée dans la cavité W_0 et $\Delta \omega$ est le déplacement de la fréquence de résonance ω_0 . L'énergie stockée dans la cavité vide est donnée par l'expression :

$$W_0 = \frac{1}{2} \int_V (\epsilon_0 E_0 \tilde{E}_0 + \mu_0 h_0 \tilde{h}_0) dv \quad \text{équ. 51}$$

où l'intégration est étendue à tout le volume de la cavité. Le signe $\sim$ indique le complexe conjugué d'un vecteur et $E_0 \tilde{E}_0 = (E_0)^2$.

L'indice zéro indique un champ de vecteurs d'une cavité vide non perturbée. Alors, si un petit échantillon de ferrite est placé dans une région de champ électrique HF nul et de champ magnétique HF maximal d'une cavité, la variation d'énergie dans l'échantillon est donnée par :

$$\Delta W = \int_{\Delta V} b \tilde{h} dv \quad \text{équ. 52}$$

où $\bar{b} = \mu \bar{h}$ est l'induction magnétique HF dans l'échantillon. Ainsi nous voyons avec 50, 51 et 52 comment la fréquence de résonance d'une cavité contenant des ferrites devient une fonction de la perturbation (c'est-à-dire un changement produit dans le milieu de la cavité par rapport à une cavité vide) produite par le champ extérieur appliqué H_0 . Il est nécessaire d'écrire les équations de Maxwell reliant E_0 à h_0 pour la cavité vide et E à h pour le système cavité - ferrites et d'exécuter la résolution des équations pour obtenir 50.

(1) Réf. 24, art. 8-1 p. 324; réf. 26, art. 4-1 p. 98

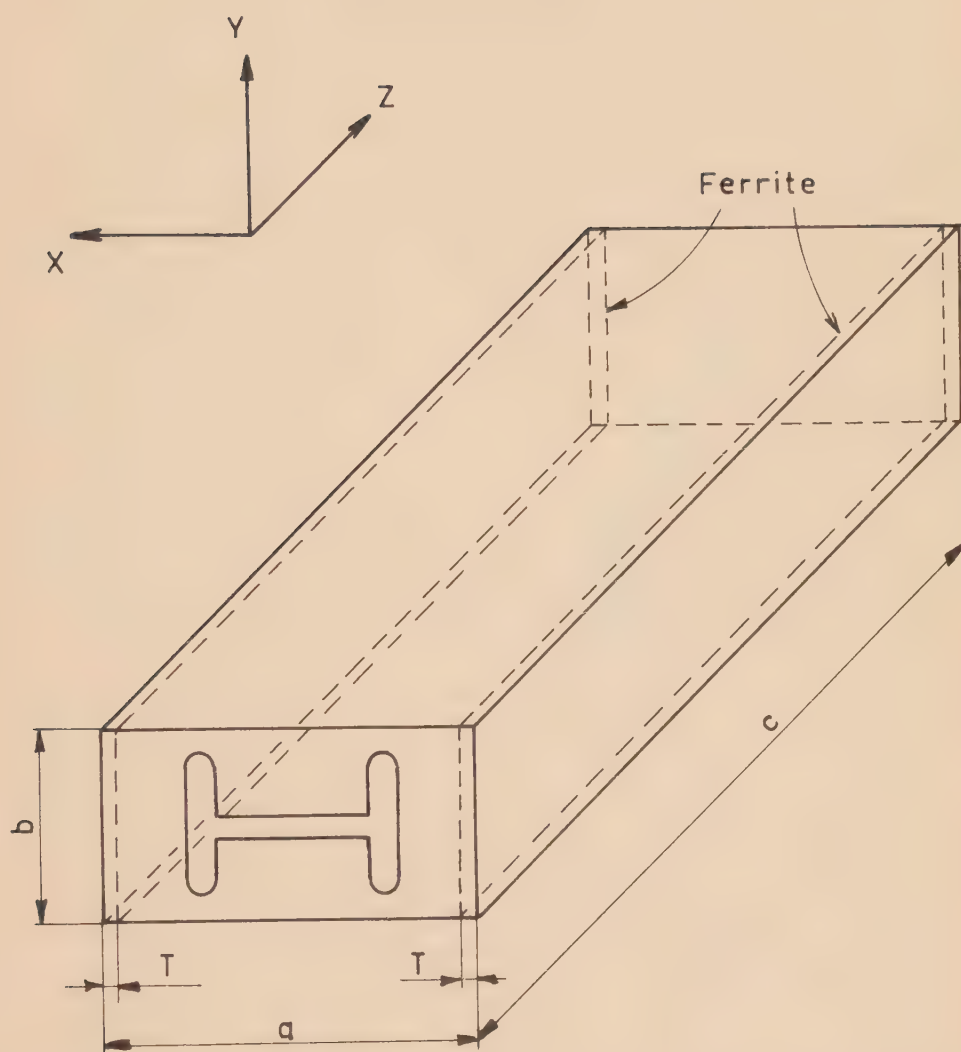


FIG 20 CAVITE RESONNANTE CONTENANT DES PLAQUES DE FERRITE
SUR LE PETIT COTE DU GUIDE

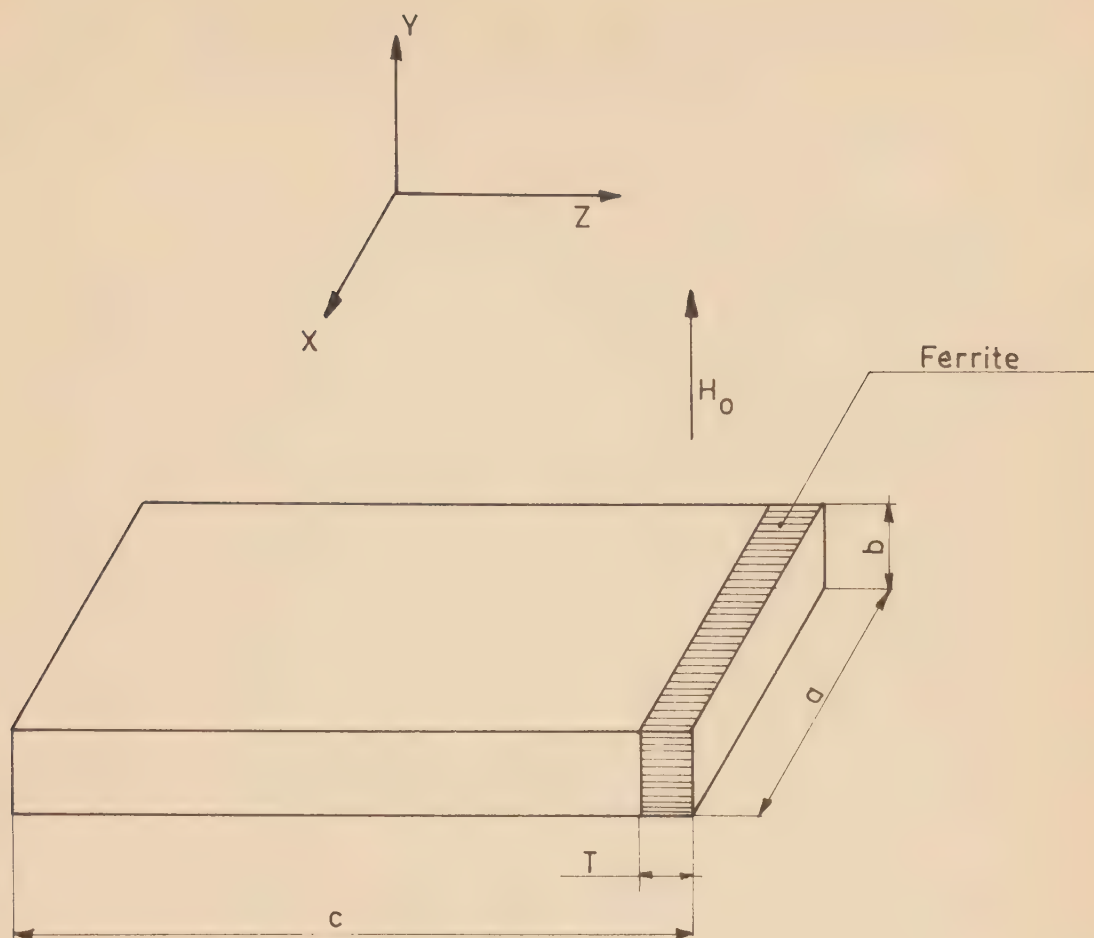


FIG 21 CAVITE RESONNANTE CONTENANT UNE PLAQUE DE FERRITE
DISPOSÉE EN FOND DE CAVITE

Cela nous donne une expression de la déviation de fréquence.

3.14. Calcul de $\delta F/F$ d'une cavité résonnante contenant des ferrites et excitée sur le TE_{101}

Quand les échantillons de ferrite sont placés dans une cavité résonnante le long des petits côtés dans le plan yz (Fig. 20) et H_0 est appliqué le long de l'axe z , le tenseur de perméabilité est décrit par l'équation 47 alors que lorsque H_0 est selon l'axe y , l'équation 48 est applicable. Ces deux cas ont été complètement discutés par JONES et la suite (référence 20) et l'accord de cavité a été brièvement traité dans ses aspects et formes variés par THOUREL dans le chapitre 7 de la référence 28; nous ne donnerons ici que les résultats finaux qui sont valables lorsque les échantillons de ferrite sont minces, c'est-à-dire $T \ll a$ (voir Fig. 20)

$$\frac{\delta F}{F} = - \frac{2T}{a} \left(\frac{\mu_{||}}{\mu_0} - 1 \right) \left(\frac{a^2}{a^2 + c^2} \right) \quad \text{équ. 53}$$

H_0 le long de l'axe z

et

$$\frac{\delta F}{F} = - \frac{2c^2T}{a(a^2 + c^2)} \left(\frac{\mu_e}{\mu_0} - 1 \right) \quad \text{équ. 54}$$

H_0 le long de l'axe y

où

$$\mu_e = \frac{\mu'^2 - K'^2}{\mu'} \quad \text{équ. 55}$$

est appelé le μ effectif et μ' et K' sont les parties réelles des éléments μ et K du tenseur.

Une autre configuration possible est celle de la Fig. 21. Un morceau de ferrite unique est placé à l'une des extrémités de la cavité dans le plan xy . H_0 est encore dirigé le long de l'axe y parallèle au champ électrique et la cavité est excitée sur le mode dominant TE_{101} . C.E. FAY a traité ce cas

(réf. 19) et la fréquence de résonance de la cavité peut être calculée par sa méthode. Lorsque la cavité résonne à la fréquence de fonctionnement supposée, la réactance du guide d'onde à la limite ferrite-air, du côté de la face air doit égaler la réactance changée de signe vue au même point du côté de la face pleine de ferrite .

Alors nous avons :

$$tg \beta_1 (C - T) = - \sqrt{\frac{\mu_e}{\epsilon}} \frac{K_1}{K_2} tg \beta_2 T \quad \text{équ. 56}$$

où

ϵ : constante diélectrique du ferrite;

μ_e : perméabilité effective du ferrite;

$\beta_1 = \frac{2\pi}{\lambda_g} = \frac{2\pi K_1}{\lambda_0}$ constante de propagation dans l'air

$\beta_2 = \frac{2\pi K_2 \sqrt{\mu_e \epsilon}}{\lambda_0}$ constante de propagation dans le ferrite

$$K_1 = \left[1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$K_2 = \left[1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a\sqrt{\mu_e \epsilon}} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

λ_0 = longueur d'onde libre

L'équation 56 suppose que le ferrite est un milieu isotrope ayant une perméabilité μ_e et une constante diélectrique ϵ . C'est une équation transcendante qui peut être résolue numériquement en se donnant des valeurs de μ_e , ϵ , λ_0 et une longueur. Le domaine d'accord peut être prédit si des courbes semblables à celles de la Fig. 22 sont disponibles. Le point $\mu_e = 0$ est une bonne valeur pour choisir le point haute fréquence. Là $(C - T)$ est simplement égal à $n \frac{\lambda_g}{2}$ à cette fréquence . T peut alors être trouvé en se donnant une valeur de μ_e du côté basse fréquence. Ce μ_e sera compris entre la valeur pour $H_a = 0$ et la valeur de μ'

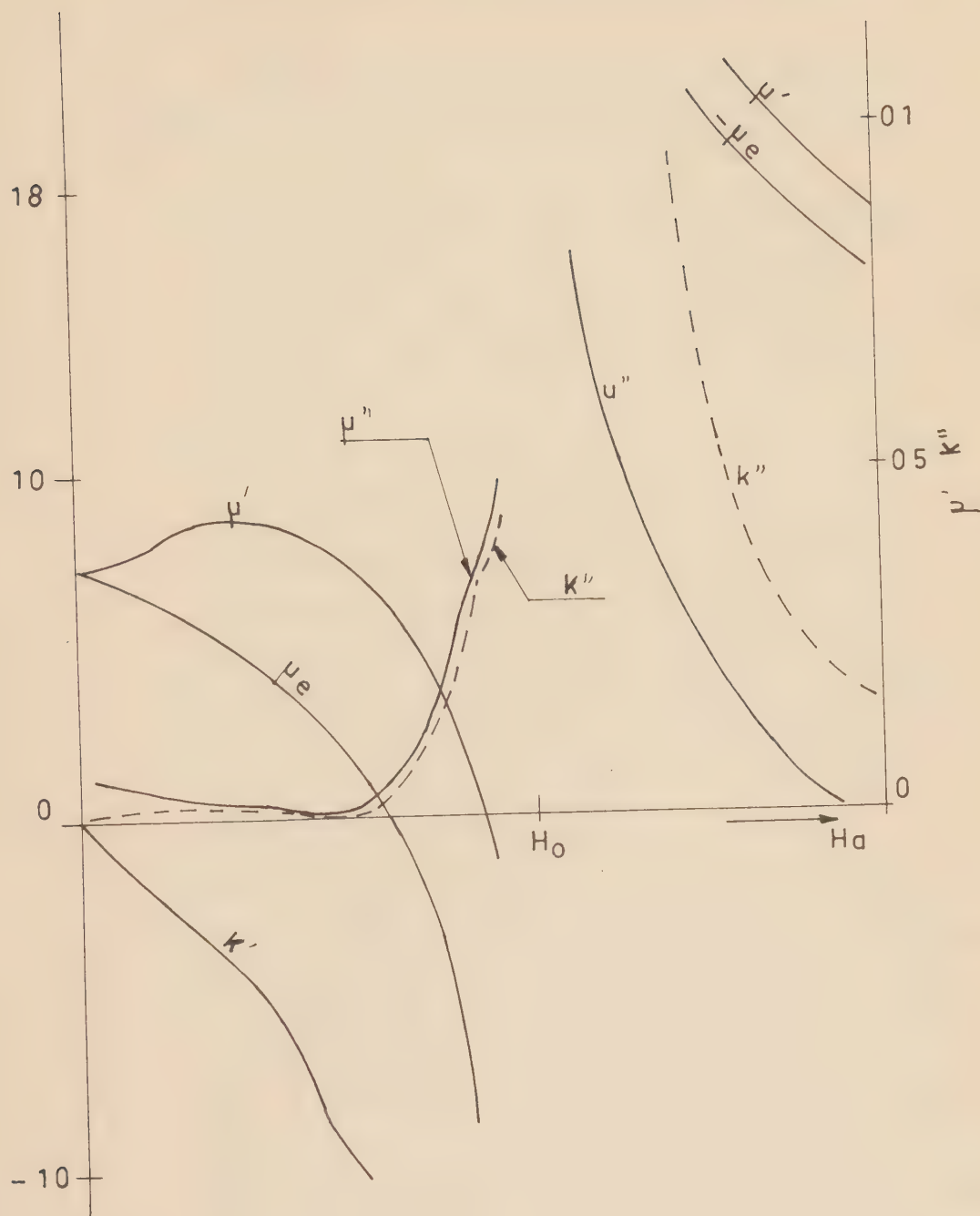


FIG 22 PARAMETRES CARACTERISTIQUES D'UN FERRITE EN FONCTION
DU CHAMP MAGNETIQUE POLARISANT

maximal prise sur une courbe telle que celle de la Fig. 22. Un domaine d'accord de 10 % avec un facteur Q suffisamment élevé est possible dans cette configuration.

3.15. Considérations sur le positionnement des ferrites

En général, trois considérations principales se dégagent en ce qui concerne une cavité chargée par des ferrites :

1. Le ferrite est placé dans un champ magnétique HF élevé de la cavité. Dans le cas d'une cavité parallélépipédique fonctionnant sur le mode TE_{10} , le champ magnétique HF est élevé près des petits côtés.
2. Le ferrite sera placé dans une cavité, de façon à produire une perte minimale, sans trop réduire l'écart de fréquence possible avec un volume de ferrite donné et le champ magnétique continu, externe, appliqué H_a soit une position où l'intensité du champ électrique sera faible, ce qui réduira les pertes diélectriques. De ce point de vue, la position favorable est aussi près des petits côtés de la cavité.
3. Pour un champ donné H_a , il y aura un champ magnétique interne H_i dans le ferrite élevé, pour obtenir une grande déviation de fréquence. Pour un H_a longitudinal (c'est-à-dire dans la direction z de la Fig. 20), 53 montre que cette déviation dépend du terme $\left(\frac{\mu_{\parallel}}{\mu_0} - 1\right)$ soit pour un $\mu_{\parallel}$ de l'ordre de 1 et variant entre $\frac{3}{4}$ et 1 dans la plupart des cas. Cependant, de grandes déviations ne peuvent être attendues, mais quand une onde plane se propage dans une direction perpendiculaire à celle de H_a avec le vecteur champ magnétique lui-même orthogonal à celle de la magnétisation, la déviation de fréquence est régie par 54.

. / ...

L'utilisation du concept d'onde plane semble raisonnable : en effet, le mode dominant de propagation dans un guide d'onde rectangulaire peut s'imaginer comme une onde plane se propageant en diagonale et réfléchi par les côtés. Dans ce cas, la fréquence se trouve contrôlée par le terme $(\frac{\mu_e}{\mu_0} - 1)$, c'est-à-dire μ_e . Ce μ_e peut prendre de grandes valeurs positives et négatives autour de μ_0 comme cela apparaît selon la Fig. 22. Par conséquent, dans nos expériences, nous utiliserons seulement les configurations où μ_e est le facteur contrôlant la déviation de fréquence. Cela nous laisse avec les deux derniers cas considérés ci-dessus, c'est-à-dire les configurations où les équations 54 et 56 sont applicables. Dans nos manipulations, ces deux expériences seront étudiées. Il est clair, d'après la littérature, qu'un $\frac{\partial F}{\partial H_a}$ grand et linéaire par rapport à H_a s'obtient pour la configuration de la Fig. 20 où 54 s'applique (THOUREL, référence 28, page 102) mais pour notre problème particulier, on peut tirer avantage à placer le ferrite comme sur la Fig. 21. En effet, dans ce cas, le ferrite se trouve placé loin de l'aimant du magnétron, ce qui évite de le saturer. De plus, il y aura moins d'interactions entre l'aimant permanent et l'électro-aimant polarisant le ferrite. Naturellement, le facteur de décision sera les pertes dans les deux cas. Dans le cas de la Fig. 21, CLIFFORD a trouvé que le volume du ferrite ne devait pas excéder 12 % de celui de la cavité, sinon des résonances parasites apparaissent dans la bande d'accord. Cependant, on se rappellera que quelle que soit la position du ferrite, le Q_v de la cavité diminue lorsque l'épaisseur du ferrite augmente. Dans le cas de la configuration de la Fig. 20, pour un champ magnétique transverse, lorsque l'épaisseur de la lame de ferrite est petite, le mode HF présente une distribution de champ électrique similaire à celle du mode dominant d'un guide d'onde et à la limite, lorsque l'épaisseur tend vers zéro, ce

mode se réduit au mode TE_{10} . D'autre part, si l'épaisseur de la lame excède une certaine valeur critique, le mode disparaît. Cela est contraire à un guide d'onde plein de diélectrique car sa largeur électrique augmente et il n'y a pas de tendance à la coupure de mode. Mais, dans le cas discuté (H_a dans la direction y) la perméabilité effective est donnée par 55 que l'on peut réécrire :

$$\mu_e = \mu' \left[1 - \left(\frac{\kappa'}{\mu'} \right)^2 \right]$$

On constate que l'on peut rendre μ_e aussi petit qu'on veut et même négatif en faisant $\frac{\kappa'}{\mu'} \simeq 1$. On peut prendre l'épaisseur électrique de la lame égale à $\omega \sqrt{\epsilon_e} T$ où T est l'épaisseur géométrique. Ainsi, même si la constante diélectrique du ferrite est assez grande, l'épaisseur électrique de la lame sera plus petite que dans l'air, si μ_e est petit. Lorsque la lame a une épaisseur croissante, la largeur électrique du guide diminue et il y a tendance à la suppression du mode dominant.

On a vu là quelques considérations supplémentaires en plus de celles relatives aux pertes et au Q , dont l'une a été considérée. Pour les systèmes à forte puissance crête, les pertes sont de première importance car lorsqu'elles augmentent, la température du ferrite croît en s'approchant de T_{Curie} ; M_S décroît et le système peut éventuellement devenir inopérant. Les systèmes de refroidissement utilisés pour refroidir les ferrites deviennent de plus en plus encombrants.

D E U X I E M E P A R T I E

THEORIE ET EXPERIENCE

C H A P I T R E I V

ETUDE DU COUPLAGE ET SON INFLUENCE SUR LA BANDE D'ACCORD

4.1. Influence de l'iris de couplage sur la cavité

Dans ce chapitre, nous étudierons l'influence de la taille et de la forme de l'iris sur les coefficients η_c et Q de la cavité seule tout d'abord puis lorsqu'elle est couplée au magnétron par un iris qui doit satisfaire aux conditions suivantes :

1. les dimensions de l'iris doivent être telles que l'iris soit adaptable aux résonateurs du magnétron;
2. il doit entraîner un fort couplage entre la cavité et le magnétron dans toute la bande d'accord intéressante;
3. le coefficient Q_c de la cavité ne doit pas être inférieur à celui du magnétron;
4. les performances de l'ensemble (puissance de sortie, stabilité, etc ...) ne doivent pas être trop affaiblies;
5. les deux modes adjacents doivent être suffisamment écartés du mode central π et si possible d'une même quantité;

6. l'iris doit se comporter en adaptateur d'impédance entre la forte impédance de la cavité ($\simeq 400 \Omega$) et la faible impédance présentée à l'arrière du résonateur.

Il est quelquefois impossible de satisfaire toutes ces conditions et dans ce cas un compromis doit être choisi en sacrifiant l'une ou l'autre de ces exigences.

La susceptance normalisée $\frac{B}{Y_0}$ introduite par un trou circulaire au centre d'un guide d'onde rectangulaire (Fig. 23a), lorsque le guide d'onde est au-delà de la coupure, est donnée pour le mode dominant, par

$$\frac{B}{Y_0} \simeq \frac{3}{2\pi} \cdot \frac{a b \lambda_g}{d^3} \quad (1) \quad \text{Equ. 57}$$

où d est le diamètre du trou.

L'atténuation totale α_{totale} introduite est

$$\alpha_{\text{totale}} = \alpha_1 + \alpha_2 \quad \text{en db}$$

$$\text{où } \alpha_1 = 20 \log_{10} \frac{B/Y_0}{2}$$

$$\text{et } \alpha_2 = 32 \sqrt{1 - \left(1,706 \frac{d}{\lambda}\right)^2} \cdot \frac{t}{d}$$

$$\simeq 32 \frac{t}{d}$$

Equ. 58

où t est l'épaisseur de l'iris et d le diamètre ou la largeur dans le cas d'une fenêtre rectangulaire dans un guide d'onde.

(1) Théodore MORENO, réf. 18, pages 174 à 176.

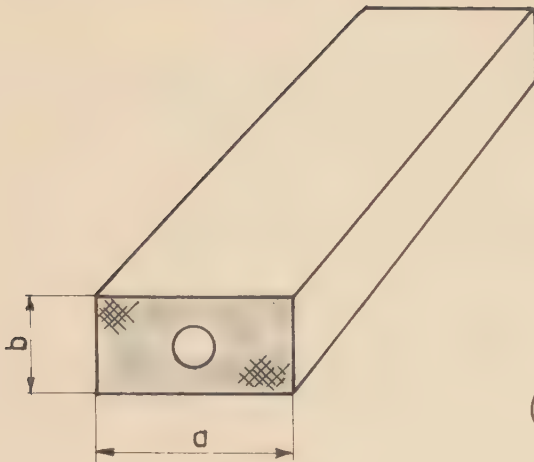


FIG. 23 a
(trou de couplage)

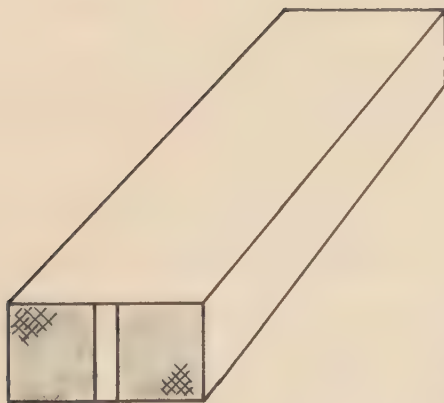


FIG 23 b
(iris inductif)

Lorsque la fenêtre a la forme d'un mince diaphragme s'étendant de part et d'autre du guide et de façon symétrique, les bords étant parallèles au champ électrique (Fig. 23b), le circuit équivalent est une réactance inductive en travers du guide. La réactance théorique est donnée, avec une bonne approximation, par (1)

$$\frac{X}{Z_0} = \frac{Y_0}{B} = \frac{a}{\lambda_g} \operatorname{tg}^2 \frac{\pi d}{2a} \left[1 + \frac{3}{4} \sin^2 \frac{\pi d}{a} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2a}{3\lambda} \right)^2}} \right) \right] \text{ Equ. 59}$$

4.2. Mesures du couplage de cavité

Des cavités de longueurs différentes ont été construites à partir d'un guide d'onde RG 52 (dimensions intérieures : 22,86 x 10,16 mm). Le couplage a été réalisé par un trou circulaire, par des fentes ou par un guide en ridge de dimensions différentes comme il est indiqué sur les Fig. 23a, 24a à 24e. Les résultats obtenus avec ces différents types de couplage pour une épaisseur d'iris $t = 0,8$ mm sont rassemblés dans le tableau IA et ceux pour $t = 8$ mm dans le tableau IB.

On voit clairement, d'après les résultats, qu'aucune résonance de cavité n'apparaît dans les cas I et VI. Les fréquences de résonance des cavités calculées pour trois longueurs différentes sont 8 520, 9 010 et 9 620 MHz.

COLLINS (réf. 6, paragr. 5.6, p. 194) a montré que le couplage par iris présente l'inconvénient de déplacer la fréquence du tube. Cela apparaît clairement si l'on regarde les résultats des cas II, III et IV pour lesquels la fréquence de résonance est très différente de celle calculée. La différence est encore plus prononcée dans le cas du couplage V qui se comporte comme un iris dont les composantes capacitive et

(1) Ibid, page 144.

inductive ne sont pas séparées, ce qui est le cas des guides en forme de double ridge. Dans tous les cas précédents la fréquence est diminuée. Dans le cas IV du tableau IA, la fréquence est augmentée. Dans les cas VII et VIII du tableau IB, la fréquence est voisine de celle calculée. Ces deux cas correspondent pratiquement à des transformateurs de couplage non réactifs idéaux. On peut noter également que dans certains cas le Q_u n'augmente pas avec la longueur d'onde comme l'indique l'Equ. 32. Cela peut être dû à la présence des résonances de l'iris de couplage ou à des différences d'état de surface dans les cavités mesurées. Les variations observées pour Q_u dans le cas IX et pour des longueurs de cavité égales à $\lambda_g/2$, $2 \lambda_g/2$ et $3 \lambda_g/2$ sont représentées sur la Fig. 25

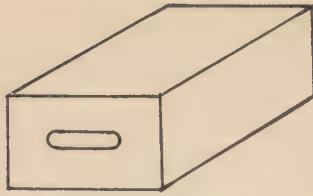


FIG. 24 a (fente)
 $t=0,8\text{ mm}$

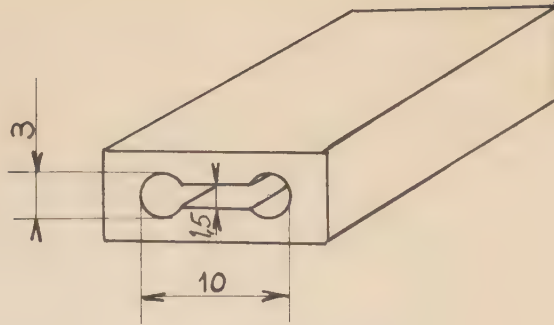


FIG. 24 b
 $t=0,8\text{ mm}$

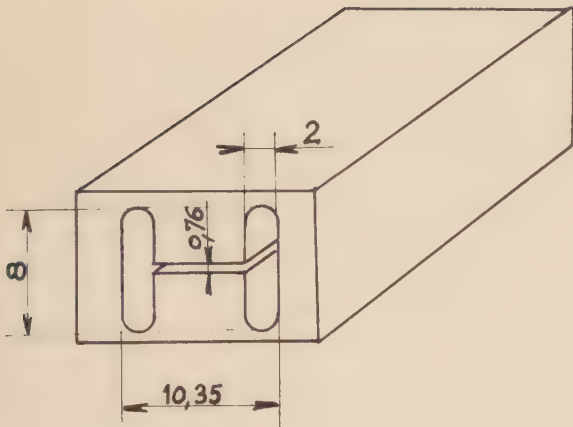


FIG. 24 c (iris ridgé)
 $t=0,8\text{ ou }8\text{ mm}$

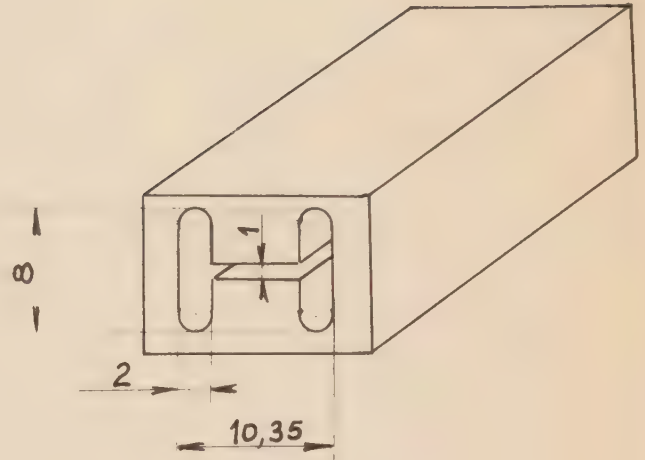


FIG. 24 d (iris ridgé)
 $t=8\text{ mm}$

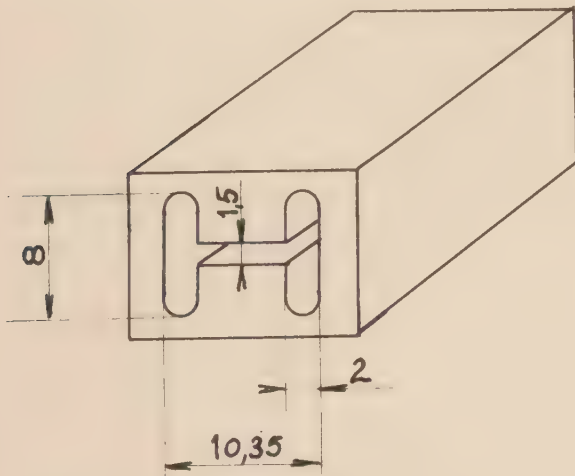


FIG. 24 e (iris ridgé)
 $t=8\text{ mm}$

Tableau I A

Epaisseur du trou de l'iris = 0,8 mm

Longueur de la cavité mm	Dimensions du trou/iris de couplage mm	Fréqu. de résonance MHz	Rend. de circuit η_c	Points à mi-puiss $2\Delta f$ MHz	Q_L	Q_U	Observ.
27.66 24.32 21.32	2,4 diam.trou Voir Fig. 23 A	pas de résonance observée fortement sous-couplé					Corresp. au ϕ max.com patible av. le fond du réso- nateur du magn.
27.66 24.32 21.32	10 x 1 fente Voir Fig. 24 A	8 435 8 900 9 420	0.58 0.55 0.78	13 15 41	648 593 230	2 250 1 317 1 045	
27.66 24.32 21.32	10 x 1,5 fente Voir Fig. 24 A	8 430 8 880 9 395	0.66 0.71 0.84	17.5 19 30	482 467 313	1 417 1 610 1 943	
27.66 24.32 21.32	10,3 x 1,5 fente Voir Fig. 24 A	8 420 8 880 9 400	0.72 0.71 0.85	32 28 31	263 316 303	939 1 374 2 020	
27.66 24.32 21.32	"Dumb Bell " Voir Fig. 24 B	8 405 8 812 9 350	0.85 0.89 0.90	25 31.6 34	336 279 275	2 242 2 536 2 750	
27.66 24.32 21.32	"H" couplage Voir Fig. 24 C						Très fortement surcouplé pas de résonance observée

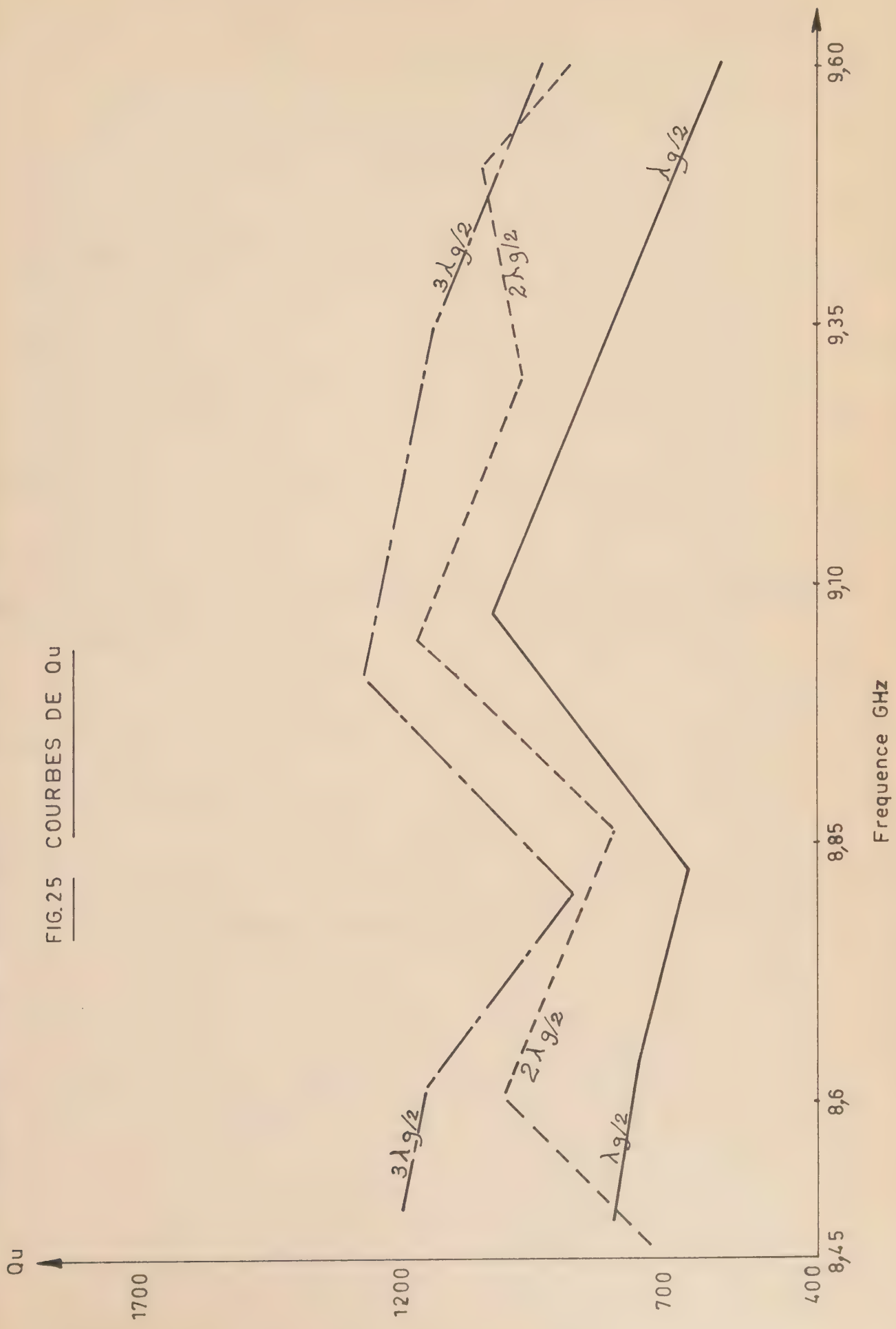
Tableau I B

Epaisseur de l'iris de couplage en double ridge = 8 mm

Cas n°	Longueur de la cavité mm	Iris de couplage en H Fig.n°	Fréqu. de résonance MHz	Rend. de circuit η_c	Points à mi-puiss $2\Delta f$ MHz	Q_L	Q_U	
VII	27.66	24 C	8 495	0.57	13	662	1 540	1
	24.32		8 970	0.55	12	746	1 638	1
	21.32		9 545	0.43	20	477	838	1
VIII	27.66	24 D	8 520	0.75	20	426	1 720	
	24.32		9 000	0.68	22	408	1 276	
	21.32		9 560	0.53	30	319	678	
IX	27.66	24 E	8 600	0.84	80	108	672	
	24.32		9 070	0.67	110	83	193	
	21.32		9 625	0.62	105	92	243	

./...

FIG.25 COURBES DE Q_u



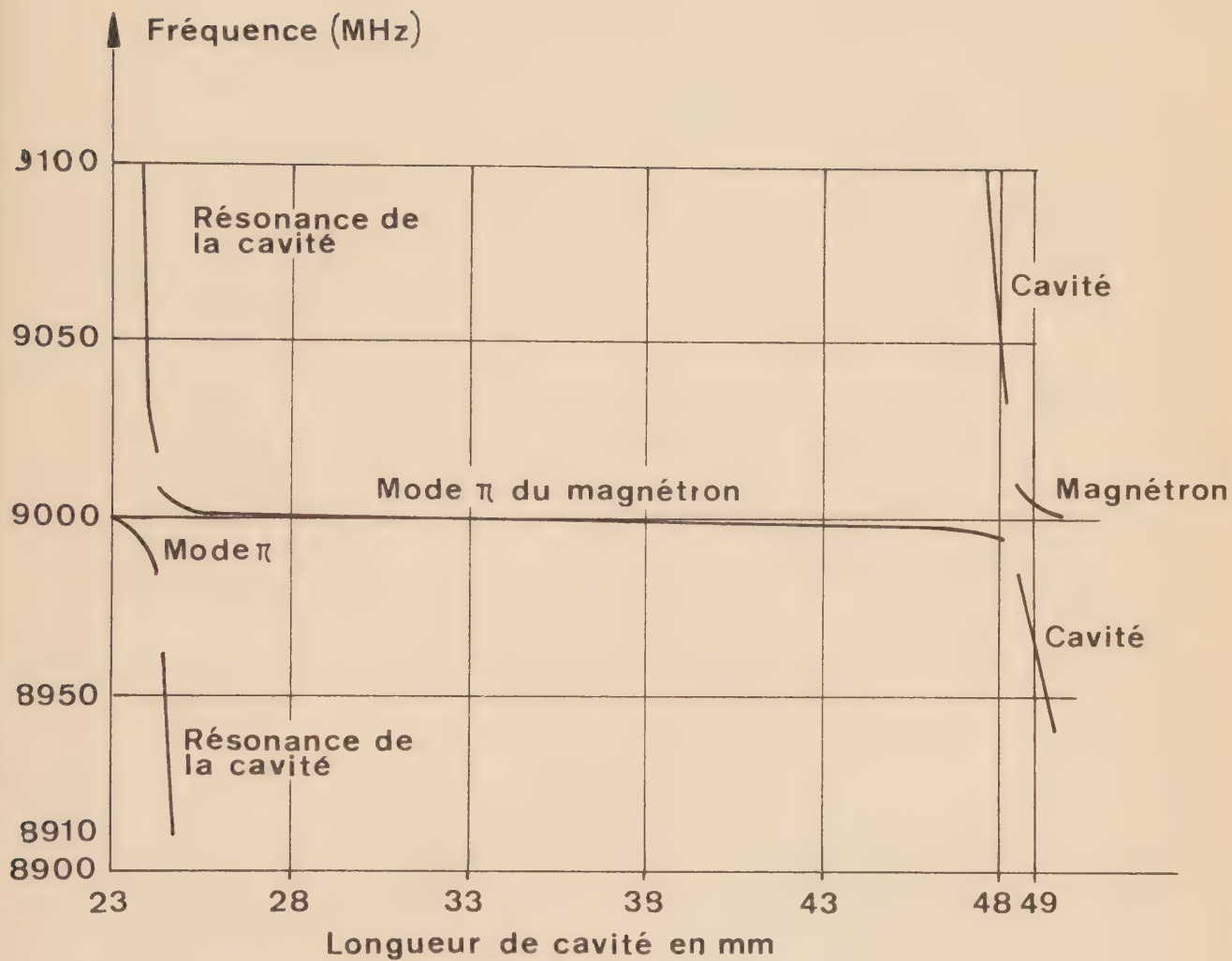


FIG 26 MAGNETRON COAXIAL ACCORDE PAR UNE CAVITE RECTANGULAIRE COUPLEE (COUPLAGE III)

4.3. Magnétron coaxial à cavité couplée

Compte tenu de ces résultats nous avons choisi trois types de couplage (cas III, VII et IX) pour l'étude des magnétrons couplés à une cavité.

Les premières mesures ont été effectuées sur un magnétron coaxial accordable dans la bande X car son grand diamètre se prête bien au couplage à plusieurs cavités. Le couplage par iris III a été utilisé et les courbes d'accord en fonction de la longueur de la cavité d'accord sont représentées sur la Fig. 26. On voit, d'après ces courbes, qu'on peut obtenir difficilement une plage d'accord de 12 MHz. L'origine de ce phénomène est la suivante : le coefficient de qualité Q du magnétron coaxial est trop important comparativement à celui de la cavité rectangulaire d'accord, de sorte que cette dernière est incapable de modifier dans des proportions importantes la fréquence de résonance du magnétron, sauf si la fréquence de résonance de la cavité coïncide avec celle du magnétron. Les grandeurs caractéristiques du magnétron coaxial accordé à 9000 MHz sont rassemblées dans le tableau II.

Tableau II

F MHz	λ_c	$2\Delta f$ MHz	Q_L	Q_E	Q_U	Pulling à TOS = 1,5
9 000	0,79	9,36	962	1 218	4 580	3,2 MHz/z

Les limites des possibilités d'accord des magnétrons coaxiaux ayant été ainsi mises en évidence, les essais avec ce type de magnétron ont été abandonnés. Les essais ultérieurs ont été effectués avec un magnétron accordable travaillant en impulsions, fournissant une puissance crête de 200 kW, et muni de 16 ailettes avec une cathode en tungstène poreux (type TH-CSF 7008). Les caractéristiques d'un magnétron de ce type sont données dans le tableau III. Les essais à froid concernant les courbes d'accord pour différents couplages ont été effectués avec ce modèle.

Tableau III

F MHz	γ_c	$2\Delta f$ MHz	Q_L	Q_E	Q_U	Pulling à TOS = 1,5
8 547	0.66	35	242	370	710	9,7 MHz
9 003	0.53	36	252	432	534	8,7 "
9 507	0.54	39	240	450	534	8,8 "

4.4. Magnétron classique à cavité couplée

Le magnétron précédent a été couplé à une cavité de longueur variable (Fig. 27) au moyen de couplages correspondant aux cas III, VII et IX. Les courbes d'accord correspondantes sont représentées sur les Fig. 28, 29 et 30. Les plages d'accord maximales qu'on peut obtenir avec ces types de couplage sont respectivement : 150, 150 et 300 MHz. Apparemment, le couplage IX est supérieur aux deux autres. Des deux couplages III et VII, qui donnent la même plage d'accord, VII est préférable. Tout d'abord son épaisseur $T = 8$ mm correspond à un transformateur $\lambda/4$ lorsqu'on doit prendre en considération des effets d'extrémité. Ce type de couplage équivaut à une faible résistance ($\simeq 2 \Omega$) en série avec le magnétron, qui sert à adapter l'impédance de la cavité à celle

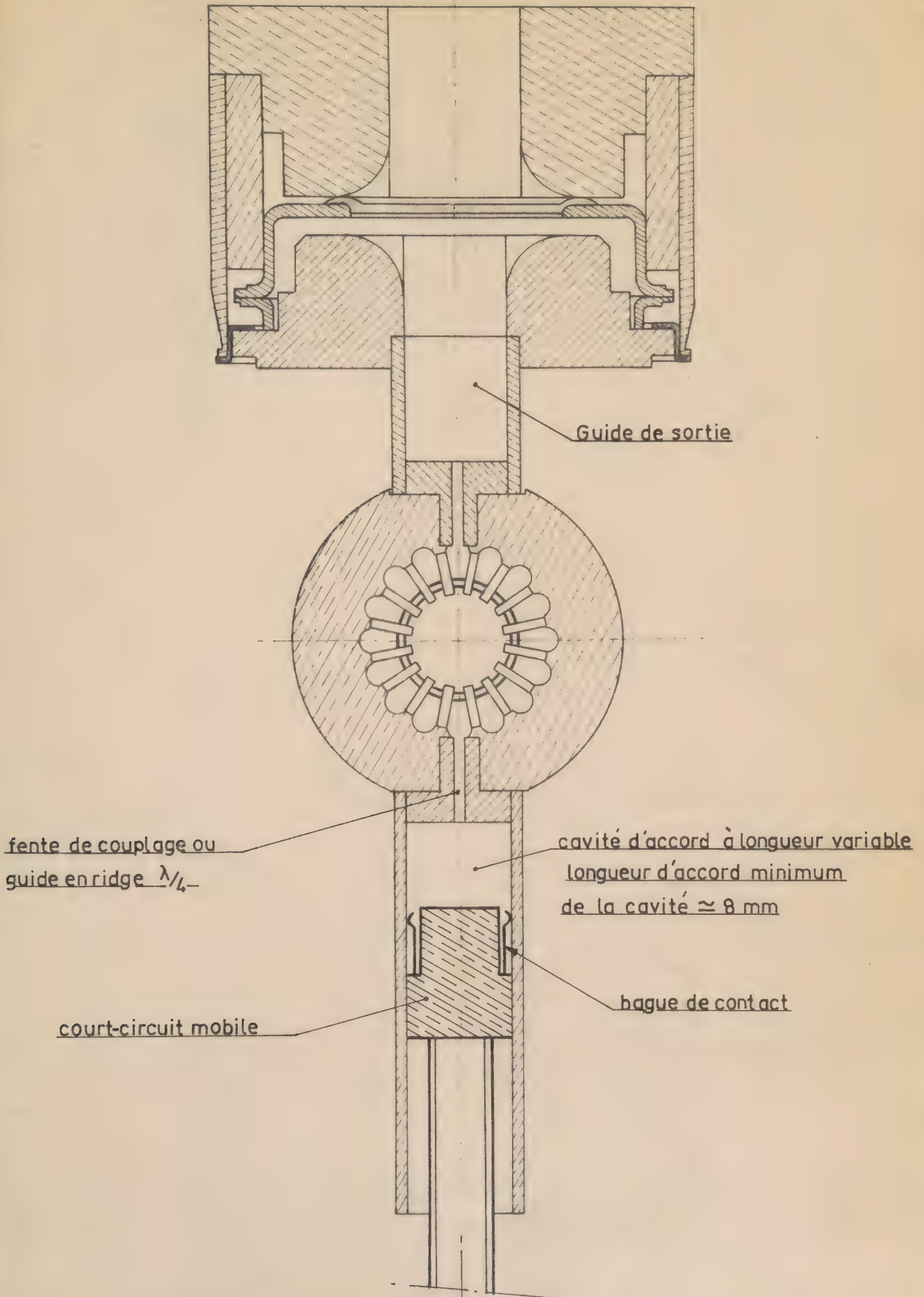


FIG. 27. MAGNETRON ACCORDABLE PAR UNE CAVITE RECTANGULAIRE
COUPLEE A COURT CIRCUIT MOBILE

FIG 28. MAGNETRON 4J50 AVEC COUPLAGE III COURBES D'ACCORD PAR CAVITE RECTANGULAIRE

A COURT CIRCUIT MOBILE

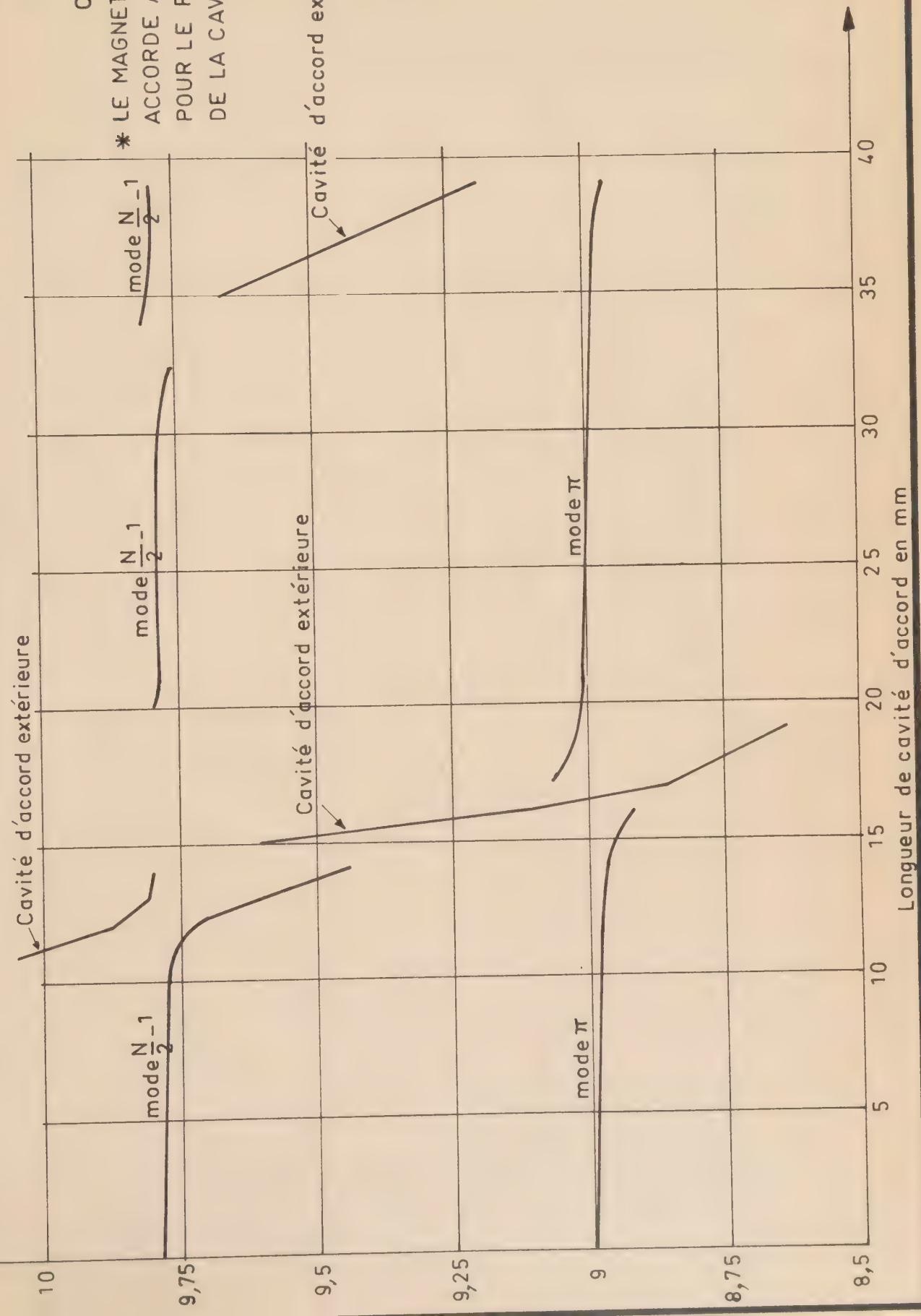
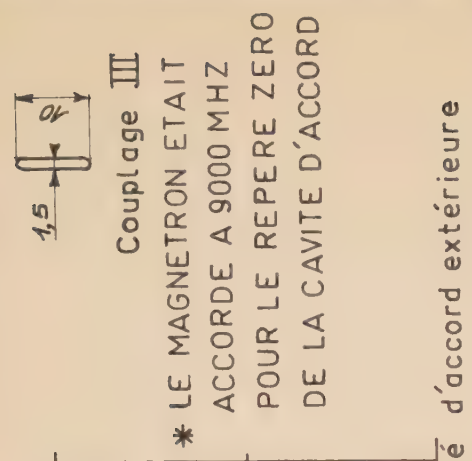




FIG. 29 MAGNETRON 4J50 AVEC COUPLAGE VII, COURBES D'ACCORD PAR CAVITE RECTANGULAIRE

A COURT-CIRCUIT MOBILE

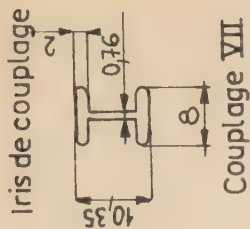
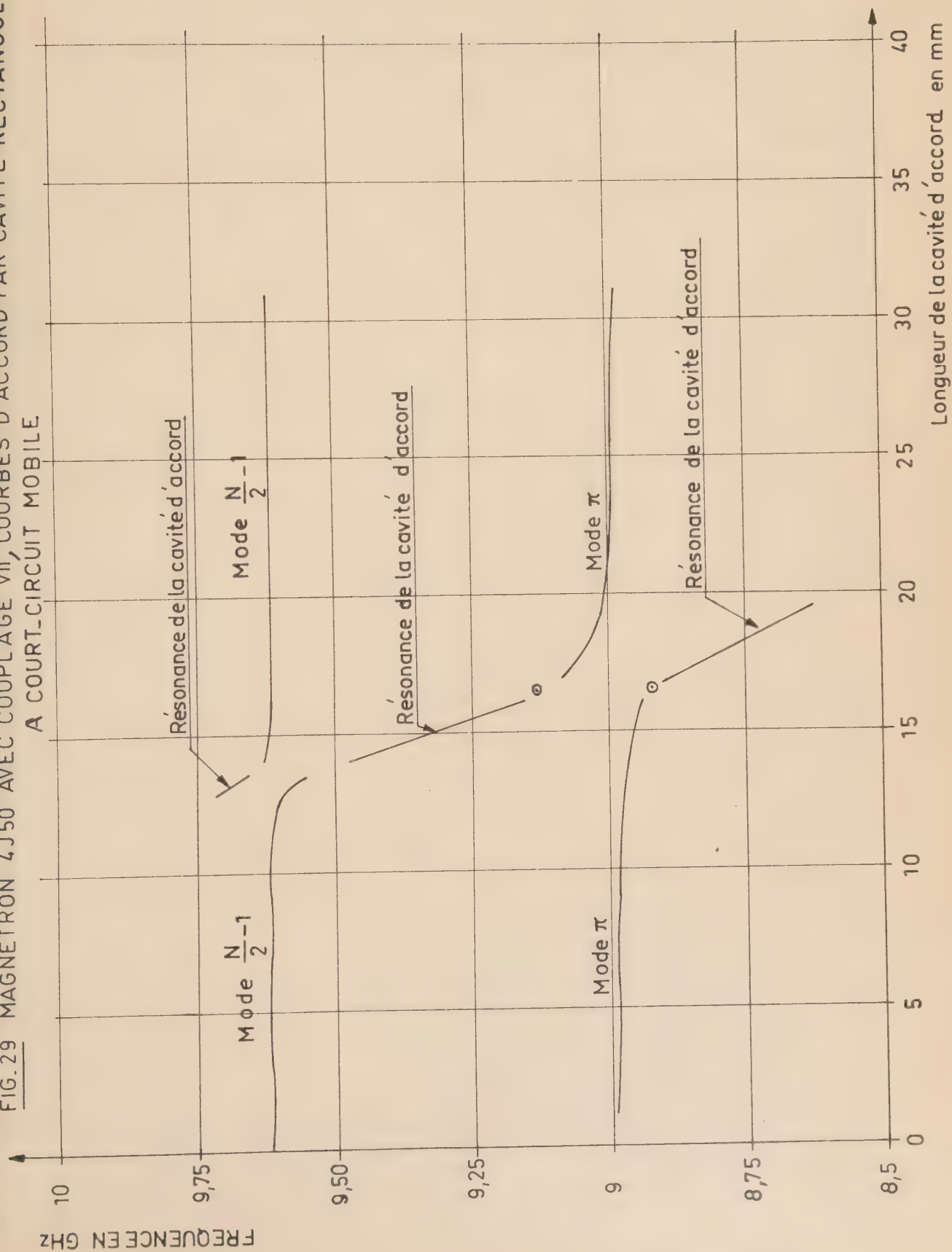
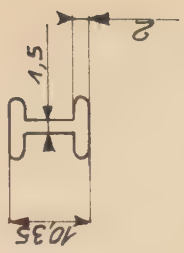


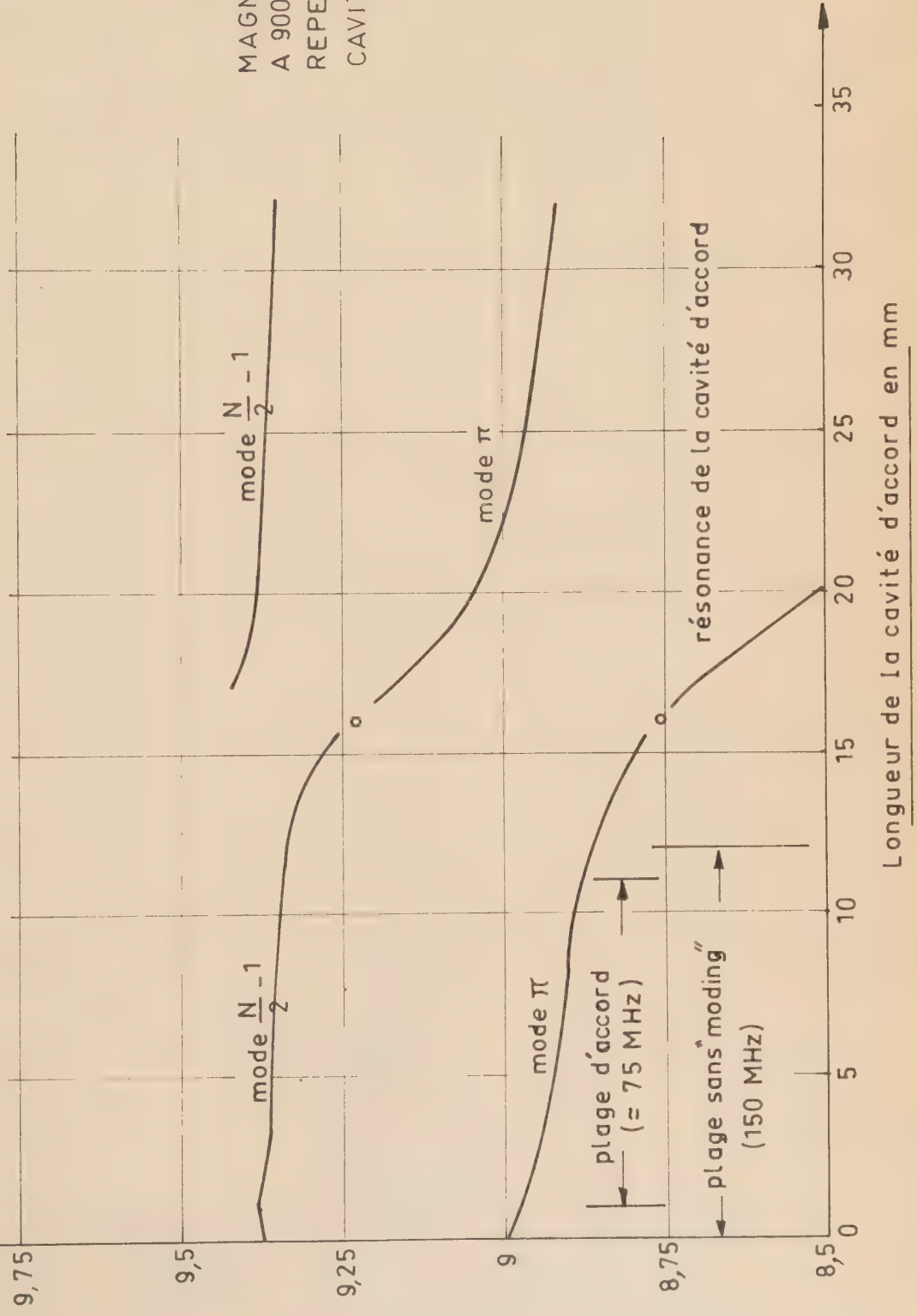
FIG. 30 : MAGNETRON 4J50 AVEC COUPLAGE IX, COURBES D'ACCORD
PAR LA CAVITE RECTANGULAIRE A COURT-CIRCUIT MOBILE

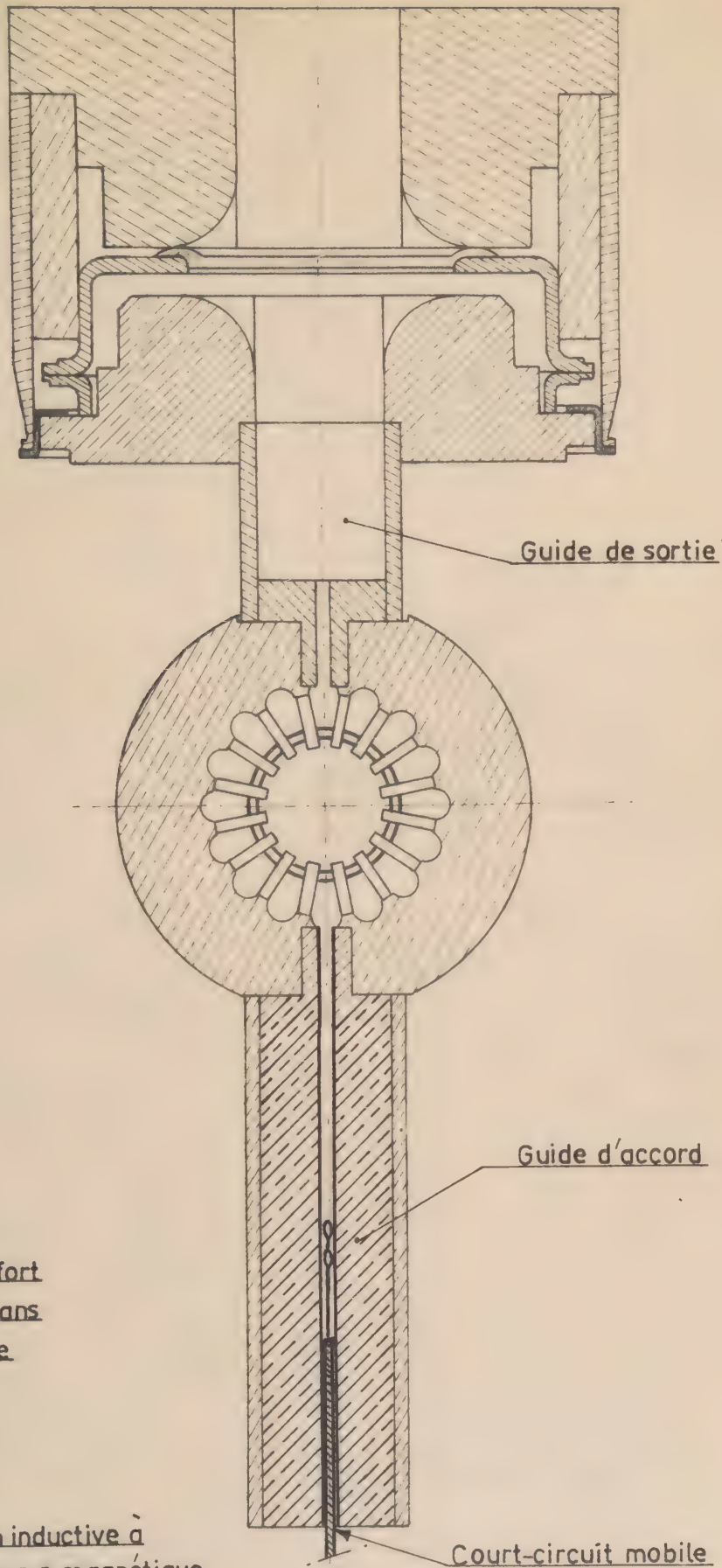
ép^r : 8 mm



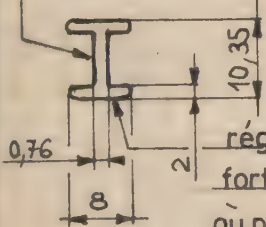
Couplage IX

MAGNETRON ACCORDE
A 9000MHZ POUR LE
REPERE ZERO DE LA
CAVITE D'ACCORD





région capacitive à fort
champ électrique dans
laquelle se déplace
le court-circuit.



région inductive à
fort champ magnétique
où placer des ferrites.

GUIDE D'ACCORD

FIG. 31

MAGNETRON ACCORDE PAR CAVITE EN GUIDE
RIDGÉ COUPLEE AVEC COURT CIRCUIT MOBILE

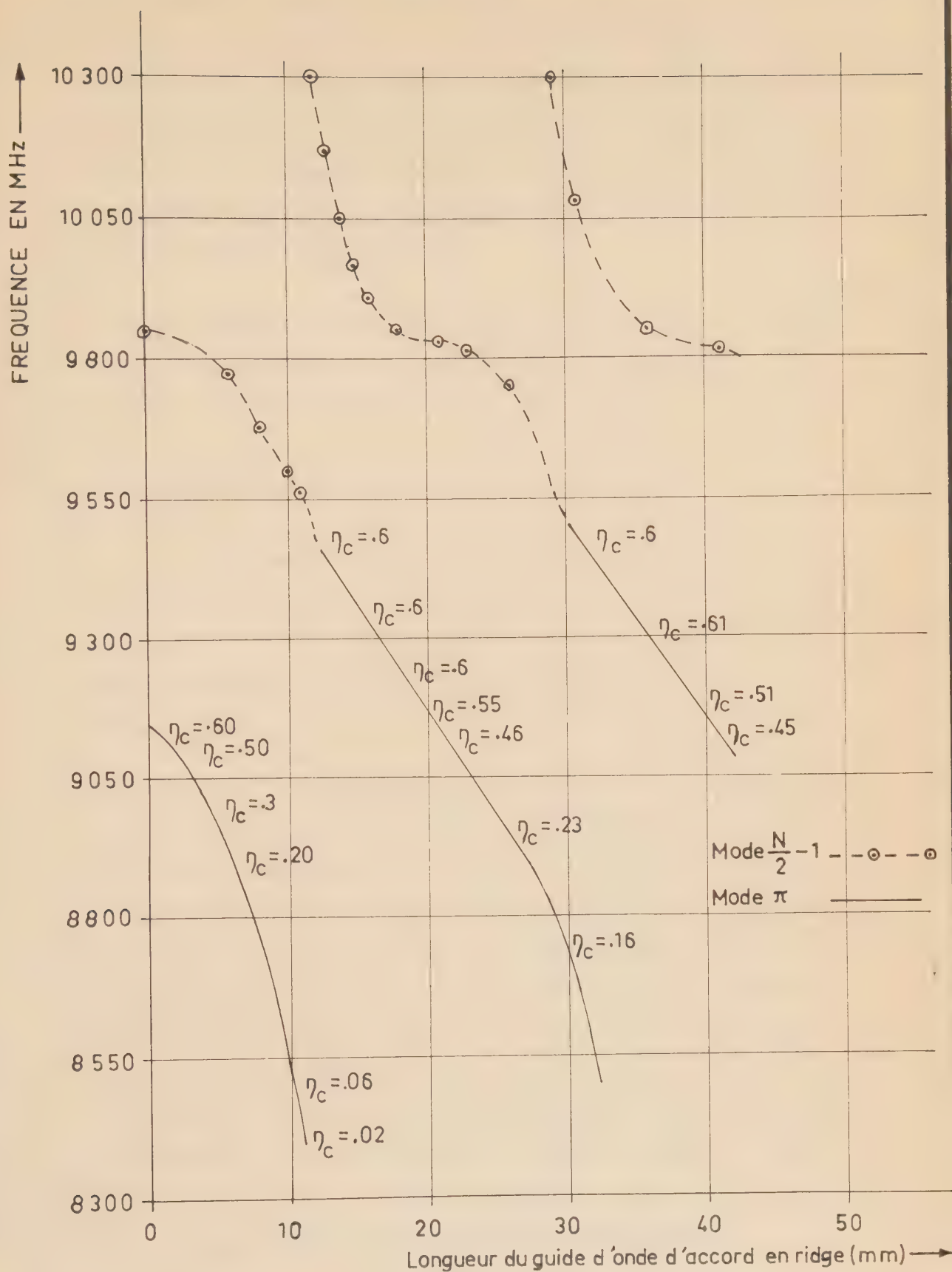


FIG 32 MAGNETRON 4J50 COURBES D'ACCORD PAR CAVITE
EN GUIDE RIDGE A COURT CIRCUIT MOBILE

du magnétron. Ensuite, ce couplage correspond à une fréquence de coupure basse que nous calculerons dans le chapitre suivant. Théoriquement, un iris de 10 mm de long a une longueur d'onde de coupure $\lambda_c = 2$ cm de sorte que la longueur d'onde de fonctionnement du magnétron est inférieure à la coupure; cependant l'inconvénient de ce couplage est le tirage (" pulling ") en fréquence qu'il provoque.

Pour ces raisons, toutes les études ultérieures ont été effectuées avec des transformateurs à guide d'onde en ridge $\lambda_g/4$, tels que ceux représentés dans les cas VII à IX.

4.5. Magnétron couplé à un guide d'onde en ridge

Le magnétron type TH-CSF 7008 a été directement couplé à un guide d'onde en double ridge de 44 mm de long. Ce guide avait une section identique à celle correspondant au cas VII du tableau IB, l'iris de couplage passant de 8 à 44 mm (voir Fig. 31).

En déplaçant un plongeur dans la région capacitive, on a réalisé un court-circuit mobile. Les courbes d'accord, dans ce cas, sont représentées sur la Fig. 32 ainsi que le rendement de circuit obtenu pour différentes positions. On voit, d'après cette figure, qu'on peut obtenir une plage d'accord de 300 MHz pour une variation de 8 mm de la longueur du guide qui passe de 12 à 20 mm, avec un rendement de circuit de 0,55. Le mode $\frac{N-1}{2}$ est suffisamment éloigné du mode π . Le mode π inférieur a pu être observé à la fréquence 7400 MHz mais le mode π supérieur n'a pu être détecté jusqu'à 11 000 MHz.

4.6. Longueur optimale de la cavité rectangulaire

Nous avons effectué une étude pour déterminer qu'elle est la longueur optimale de la cavité qui évite que les perfor-

mances du magnétron ne se dégradent dans la bande de fonctionnement de 8 500 à 9 600 MHz. L'iris de couplage utilisé était celui du cas VII (paragr. 4.2.), le magnétron étant accordé par le système mécanique habituel. Bien que des mesures aient été faites pour des longueurs de cavité égales à 5, 10, 18 et 60 mm, les résultats consignés dans les tableaux IV, V et VI ne mentionnent que les longueurs 36, 44,5 et 57 mm, car les résultats obtenus avec les quatre premières longueurs ne sont pas meilleurs que ceux obtenus avec les trois dernières. Ces trois longueurs correspondent à des fréquences de résonance de 10 000, 9 400 et 8 400 MHz, qui se placent respectivement au-dessus, au milieu, en dessous de la bande d'accord du magnétron. La détermination de la longueur optimale de la cavité était nécessaire dans la mesure où l'on souhaite accorder cette cavité, non plus avec un court-circuit mobile mais à l'aide de ferrites, ce qui peut être le cas lorsque la cavité n'est pas accordée de manière correcte aux caractéristiques du magnétron. Dans ces conditions, on évite un mauvais fonctionnement du tube à toute fréquence située dans la bande d'accord.

Tableau IV
Longueur de cavité = 36 mm

Mode				Mode supérieur			
F MHz	η_c	$2\Delta f$ MHz	Q_L	F(n-1) MHz	η_c	$2\Delta f$ MHz	Q_L
8 625	0.44	23	375	9 440	0.55	53	177
8 700	0.40	25	348	9 500	0.55	45	211
8 800	0.40	28	314	9 580	0.43	47	204
8 900	0.40	33	270	9 650	0.38	52	185
9 000	0.38	33	272	9 720	0.37	44	221
9 100	0.43	30	303	9 830	0.37	42	235
9 200	0.40	32	288	9 940	0.23	43	232
9 300	0.35	36	259	10 000	0.10	50	200
9 400	0.35	34	276	10 080	0.09	52	194
9 525	0.35	30	317	10 170	0.12	50	203

Nota : Le magnétron ne pouvait pas être accordé au-delà de 9 525 MHz ou en deçà de 8 625 MHz.

Tableau V

Longueur de cavité : 44,5 mm

92.

F MHz	Mode			Mode supérieur			
	γ_c	$2\Delta f$ MHz	Q_L	F(n-1) MHz	γ_c	$2\Delta f$ MHz	Q_L
8 590	0.59	32	269	9 310	0.36	57	160
8 700	0.57	32	272	9 420	0.45	47	200
8 800	0.46	34	258	9 500	0.33	43	221
8 870	0.28	37	240	9 570	0.32	32	299
8 900	(instabilité - ne pouvait pas être accordé (La fréquence saute de 8 870 à 8 950 MHz						
9 000	0.23	45	200	9 610	0.35	50	192
9 100	0.14	44	207	9 680	0.37	37	262
9 200	0.33	39	236	9 750	0.37	38	256
9 300	0.38	37	252	9 840	0.36	37	266
9 400	0.39	28	336	9 930	0.30	32	269
9 470	0.40	42	226	10 000	0.22	38	263
9 500	Ne pouvait pas être accordé						
9 600	0.46	39	246	10 170	0.15	45	226
9 670	0.35	45	215	10 250	0.12	42	244
Nota : Le magnétron ne pouvait pas être accordé en deçà de 8590 MHz.							

Tableau VI

Longueur de cavité : 57 mm

8 540	0.74	45	190	8 940	0.44	42	207
8 600	0.71	41	210	9 020	0.44	42	215
8 700	0.63	33	264	9 130	0.45	42	217
8 800	0.58	35	252	9 250	0.49	35	264
8 900	0.56	42	212	9 320	0.32	45	207
9 000	Ne pouvait pas être accordé						
9 045	0.49	40	227	9 450	0.27	37	255
9 100	0.49	33	275	9 480	0.19	28	339
9 200	0.45	36	256	9 610	0.20	28	345
9 300	0.44	39	239	9 780	0.21	30	326
9 400	0.32	28	354	9 900	0.16	23	430
Nota : Le magnétron ne pouvait pas être accordé au-delà de 9 400 MHz et en deçà de 8 540 MHz.							

./...

D'après ces résultats on voit que les meilleures conditions, bien qu'elles ne soient pas entièrement satisfaisantes, sont obtenues avec une longueur de 57 mm, c'est-à-dire lorsque la fréquence de résonance de la cavité est inférieure à celle du magnétron. Ce résultat est intéressant pour deux raisons :

- Comme on le verra plus loin, l'emplacement optimal des ferrites et la direction du champ magnétique employé sont tels que la fréquence de résonance de la cavité augmente lorsqu'on augmente l'intensité du champ magnétique. Ainsi on pourra accorder la fréquence du magnétron sur une large gamme, gagnant ainsi en plage d'agilité. Si la fréquence de résonance de la cavité était plus grande cela ne serait pas possible en augmentant la fréquence de résonance de la cavité.
- Une fréquence inférieure signifie un λ g plus grand, ce qui permet de placer le ferrite dans une zone plus éloignée de l'aimant permanent du magnétron.

4.7. Magnétron couplé à un guide d'onde en " ridge " de longueur fixe

Le magnétron a été couplé à guide en " ridge " de longueur totale 62 mm mesurée à partir de l'arrière du résonateur. Ce guide d'onde a une section droite et un système à court-circuit représentés sur la Fig. 31. Le magnétron seul était accordé à l'extrémité inférieure de sa gamme : 8 500 MHz, par le retrait complet des 14 doigts d'accord. Dans ces conditions lorsque la longueur du guide d'onde était de 62 mm, la fréquence de résonance du système était de 8 200 MHz et le rendement de 0,2. La longueur du guide a dû être diminuée jusqu'à 44 mm pour obtenir une fréquence à 8 500 MHz. Dans ce cas le système présentait deux fréquences de résonance supplémentaires à 7 400 à 10 360 MHz. Le plongeur du guide en " ridge " qui établit le court-circuit a été maintenu dans

cette position et le magnétron a été accordé le long de sa plage d'accord à l'aide de son système mécanique. Les résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau VII.

Tableau VII

Mode				Mode supérieur			
F MHz	η_c	$2\Delta f$ MHz	Q_L	F MHz	η_c	$2\Delta f$ MHz	Q_L
8 500	0.57	35	274	9 190	0.66	50	184
8 600	0.50	26	331	9 280	0.64	47	197
8 700	0.42	20	435	9 360	0.61	45	208
8 900	0.39	25	366	9 540	0.61	42	227
9 100	0.30	20	455	9 745	0.53	45	232
9 300	0.15	25	372	9 920	0.40	47	221
9 500	Ne pouvait être accordé au-delà de 9 380 MHz.						

D'après ces résultats on voit que, lorsque la longueur du guide d'onde est fixe, la plage d'accord du magnétron est réduite de 100 MHz. Réciproquement, lorsque la fréquence du magnétron est fixée et la longueur du guide en " ridge " est modifiée, on obtient une bande d'agilité de 400 MHz pour un rendement de circuit η_c supérieur à 0,5. Il en résulte qu'avec ce système on ne peut pas obtenir simultanément une grande plage d'accord du magnétron et une grande plage d'agilité, à des valeurs η_c acceptables. Pour obtenir ce résultat, il faut accorder le magnétron et le guide en " ridge " à la même fréquence comme on peut le voir à l'aide du tableau VIII, dans lequel on a consigné les résultats obtenus dans ce cas.

./...

Tableau VIII

Mode				Mode supérieur			
F MHz	$\mathcal{N}_c$	$2\Delta f$ MHz	Q_L	F MHz	$\mathcal{N}_c$	$2\Delta f$ MHz	Q_L
8 500	0.57	35	274	9 190	0.66	50	184
8 700	0.56	35	249	9 340	0.63	46	203
8 900	0.56	30	297	9 520	0.63	44	217
9 100	0.55	25	364	9 700	0.58	40	242
9 300	0.54	23	405	9 860	0.48	37	266
9 500	0.50	30	316	10 030	0.38	42	240

4.8. Cavité couplée orientée à 45° ou 135° par rapport au guide de sortie

Les résultats indiqués dans les paragraphes 4.8 et 4.9 sont mentionnés ici car ils se rapportent directement au sujet de ce chapitre, bien qu'en fait ils aient été obtenus beaucoup plus tard, après qu'aient été effectuées les mesures sur le magnétron muni d'un deuxième iris à 180° par rapport à la sortie, de sorte que dans les chapitres suivants on mentionnera des résultats obtenus avec ces tubes à accord mécanique ou électronique.

Ces essais donnent un bon aperçu de la possibilité de construire des magnétrons accordables et de leurs performances, en dehors des régions à comportement erratique et à faibles performances. En fait, le comportement erratique de ces tubes à certaines fréquences de la bande d'accord nous incita à étudier ce phénomène. Le rendement de ces tubes s'écroule brutalement autour de 9 050 MHz, remonte légèrement à 9 100 MHz et s'affaiblit rapidement au-delà de 9 300 MHz. Cela a été attribué à un couplage à la cavité non uniforme et inégal du mode $\mathcal{K}$ et des modes voisins supérieurs et à des résonances de l'iris de couplage, situées dans la bande de fonctionnement du magnétron.

Pour relever l'influence de l'orientation de la cavité sur les performances du magnétron, on a refait l'expérience de la section 4.6 avec un iris de couplage de type VII orienté à 135° par rapport à l'iris de sortie au lieu de 180°. La longueur de la cavité était de 57 mm. Les résultats sont consignés dans le tableau IX.

Tableau IX

Mode				Mode supérieur			
F MHz	η_c	$2\Delta f$ MHz	Q_L	F MHz	η_c	$2\Delta f$ MHz	Q_L
8 600	0.67	30	287	9 250	0.77	40	231
8 700	0.60	25	348	9 360	0.69	36	259
8 800	0.54	24	367	9 475	0.61	36	264
8 900	0.54	29	308	9 550	0.59	30	317
9 000	0.53	23	390	9 680	0.54	32	299
9 100	0.56	27	336	9 770	0.58	34	288
9 200	0.56	30	307	9 880	0.59	28	352
9 300	0.58	32	291	9 960	0.48	33	299
9 400	0.56	31	304	10 060	0.50	31	324
9 500	0.52	28	339	10 170	0.48	30	340
9 600	0.50	28	343	10 240	0.47	29	354
9 700	0.44	26	374	10 320	0.51	36	286

Si l'on compare les rendements du mode π du tableau VI avec ceux du tableau IX, on remarque que, dans ce dernier cas, le rendement reste supérieur à 0,5 dans toute la bande du magnétron. De plus, on remarque que Q_L relatif au mode supérieur a augmenté aux basses fréquences et a diminué aux hautes fréquences, comparativement aux valeurs du tableau VI. Cela indique un couplage respectivement plus faible et plus fort pour le mode supérieur. Ce fait rend le mode supérieur plus efficace, ce qui se traduit par une chute du rendement au-dessus de 9 000 MHz et des sauts de fréquence. En conséquence,

le rendement de circuit du mode $\mathcal{T}$ est devenu plus uniforme et décroît lentement vers les hautes fréquences et les trous ont disparu.

Du fait de l'importance de ce cas, on a répété les mesures en modifiant le couplage par l'augmentation de l'intervalle capacitif de l'iris en " ridge " depuis 0,76 mm jusqu'à 1 mm et 1,5 mm, les autres dimensions restant inchangées. Les résultats sont consignés dans les tableaux X et XI.

Tableau X

Mode				Mode supérieur			
F MHz	η_c	$2\Delta f$ MHz	Q_L	F MHz	η_c	$2\Delta f$ MHz	Q_L
Limite inférieure							
8 740	0.69	28	309	9 290	0.60	24	386
8 900	0.67	35	254	9 500	0.42	30	317
9 000	0.65	25	360	9 610	0.37	30	310
9 100	0.63	25	364	9 710	0.37	30	324
9 200	0.65	28	328	9 740	0.40	23	423
9 300	0.71	37	251	9 950	0.43	30	332
9 400	0.71	31	303	10 010	0.44	25	400
9 500	0.60	25	380	10 140	0.46	21	483
9 600	0.61	31	310	10 220	0.42	20	511
9 700	0.53	28	346	10 310	0.45	25	412

Tableau XI

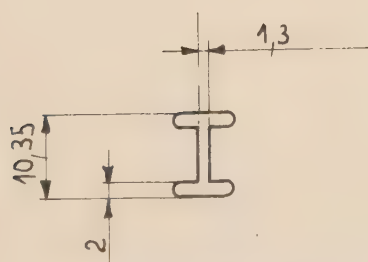
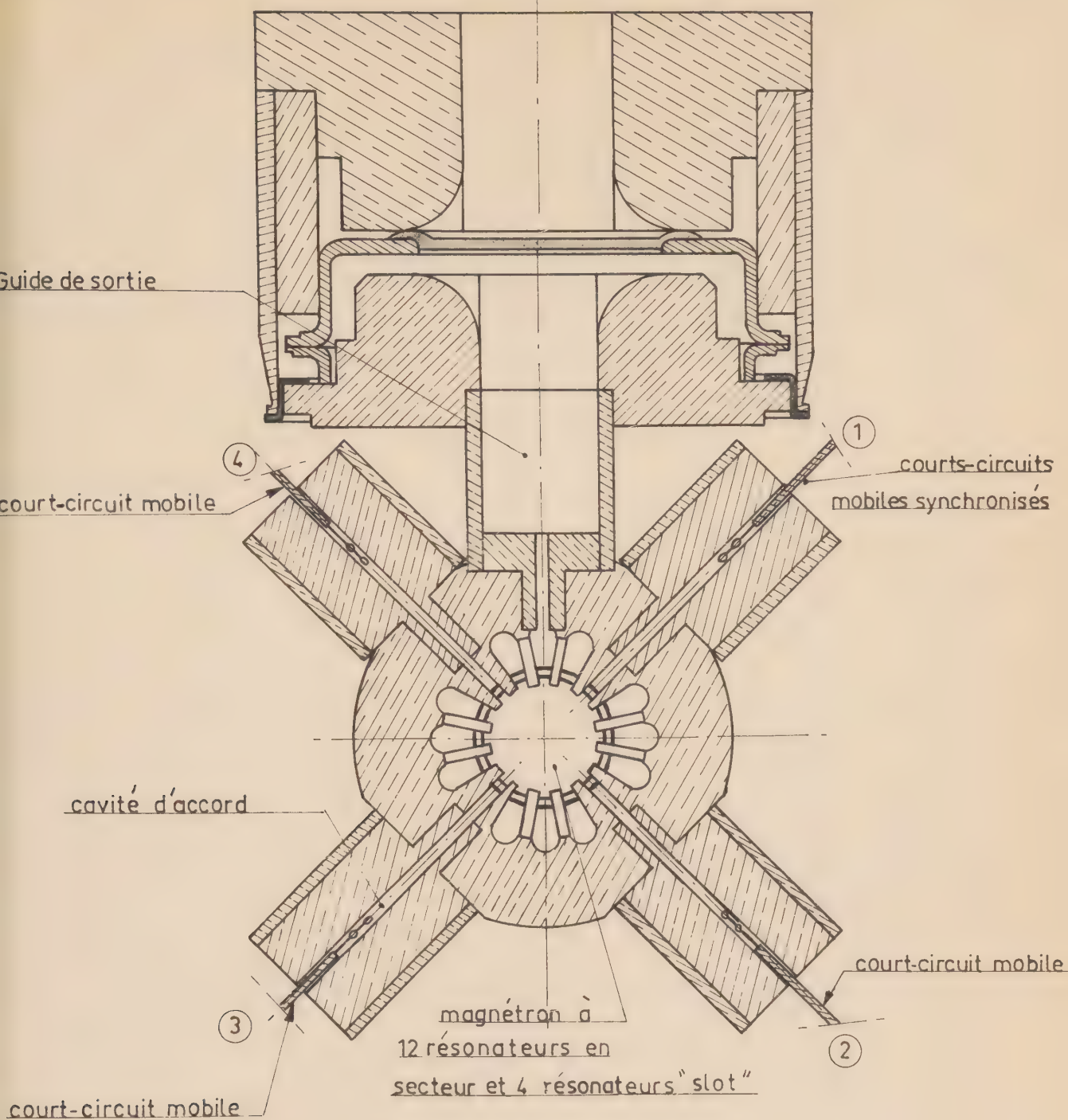
Limite inférieure							
9 020	0.70	32	284	9 600	0,10	17	566
9 150	0.63	39	235	9 750	très faible		
9 270	0.64	50	186	10 050	très faible		
9 390	0.49	53	177	10 480	très faible		
9 440	0.52	55	173	10 550	extrêmement faible		
9 550	0.37	58	165	non mesurable			

D'après le tableau XI nous voyons qu'il n'est pas possible d'employer correctement le couplage IX avec le magnétron si on considère η_c , Q , la bande de fréquence couverte et la pureté des modes. Selon toute vraisemblance, le mode supérieur interfère avec le mode π . En conséquence, nous n'effectuerons plus d'essai avec ce couplage. Il est vrai que dans le paragr. 4.4. des résultats optimistes ont été pronostiqués pour ce couplage, basés sur les courbes d'accord de la Fig. 30, mais il faut remarquer que ces dernières furent tracées au milieu de la bande, sans prendre en considération η_c , les facteurs de surtension ou la bande de fréquence de magnétron.

4.9. Magnétron couplé à quatre cavités

Des essais ont été effectués pour déterminer le bénéfice que l'on peut retirer de l'utilisation de quatre cavités de couplage au lieu d'une seule (paragr. 4.5.). Ces quatre cavités étaient situées à 45° et 135° par rapport au guide de sortie, ainsi qu'il est représenté sur la Fig. 33. Les résonateurs du magnétron auxquels ces guides d'accord étaient couplés étaient des extensions des parties capacitives, formant des résonateurs à fentes inclus dans la structure du magnétron. Les 12 autres résonateurs étaient du type habituel à ailettes. Les courbes d'accord obtenues avec cette configuration sont représentées Fig. 34. Les longueurs des guides d'accord étaient ajustées simultanément par l'intermédiaire de quatre plongeurs synchronisés, s'enfonçant dans les fentes capacitives où ils court-circuitent le champ électrique. A partir des courbes de la Fig. 34, on voit qu'en ne modifiant que de 6 mm la longueur de ces quatre cavités d'accord, on peut couvrir toute la bande de 8 500 à 9 600 MHz, le rendement η_c étant égal ou supérieur à 0,55. Dans toute cette bande le mode supérieur est bien

séparé du mode π de fonctionnement. On peut espérer une bande d'agilité du même ordre avec quatre cavités accordées par des ferrites, à moins que des pertes dues aux ferrites mentionnées dans le chapitre III ne soient trop importantes.



4 cavités d'accord identiques

FIG 33 SCHEMA D'UN MAGNETRON ACCORDABLE
PAR QUATRE CAVITES EN GUIDE
RIDGE ACCORDE PAR COURT CIRCUITS
MOBILES SYNCHRONISES

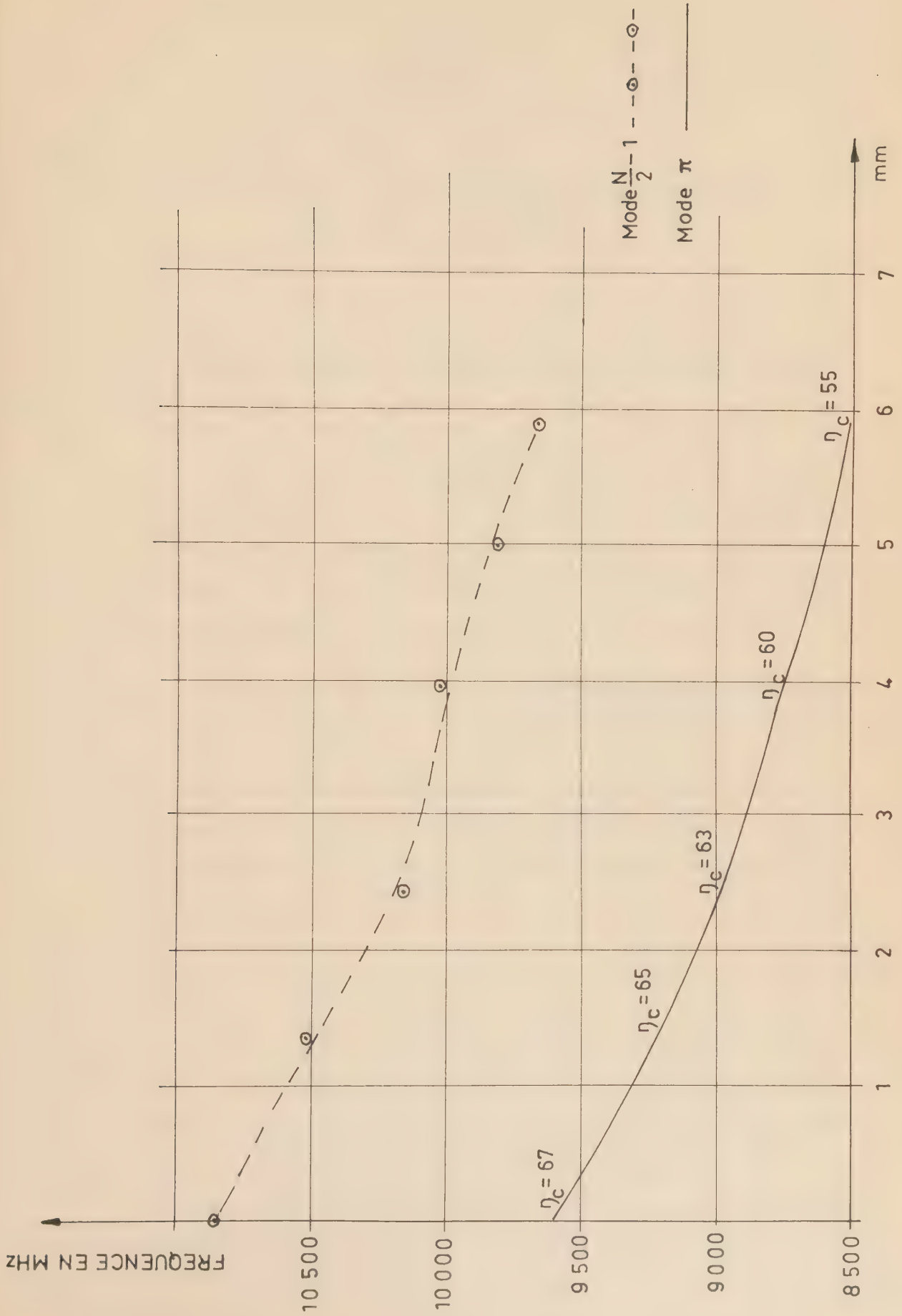


FIG 34 COURBES D'ACCORD DU MAGNETRON A QUATRE CAVITES D'ACCORD

CHAPITRE V

ENERGIE H.F. EMMAGASINEE DANS LA CAVITE ET CHOIX DU FERRITE

5.1. Détermination du champ magnétique maximal dans la cavité

Dans la section 2.5.3. le facteur de stabilisation S a été défini comme $S = \frac{E_1 + E_2 + E_3}{E_1}$. Si nous négligeons l'énergie emmagasinée dans l'iris (elle est très faible dans tous les cas), l'expression précédente se réduit à $\frac{E_1 + E_3}{E_1}$ et en se rappelant la définition de Q_E , nous pouvons écrire :

$$S = \frac{Q_E (\text{mag.}) + Q_E (\text{cav.})}{Q_E (\text{mag.})} = \frac{Q_E (\text{de l'ens. mag. + cav.})}{Q_E (\text{du magnétron seul})} \quad \text{Equ. 57}$$

A l'aide des valeurs obtenues par l'expérience pour la fréquence de résonance F, les points à demi-puissance $2 \Delta f$ et le rendement de circuit η_c , nous calculons les différents Q comme ceci :

$$Q_L = \frac{F}{2 \Delta f} \quad \text{Equ. 58a}$$

$$Q_E = \frac{Q_L}{\eta_c} \quad \text{Equ. 58b}$$

$$Q_U = \frac{Q_L}{1 - \eta_c} \quad \text{Equ. 58c}$$

et le facteur de pulling au T. O. S. de 1,5 comme

$$\frac{0,417 \text{ F}}{Q_E}$$

Equ. 58c

Connaissant l'énergie emmagasinée dans le magnétron et S, nous pouvons calculer l'énergie dans la cavité :

$$E_1 \text{ (joules)} = \frac{\text{Puissance crête à la sortie du mag.} \times Q_E \text{ du magnétron}}{2 \pi F}$$

Equ. 59a

et $E_3 = E_1 (S - 1)$

Equ. 59b

La connaissance de E_3 , des dimensions de la cavité, μ et ϵ , nous permet de calculer le vecteur intensité crête magnétique ou électrique.

5.2. Détermination expérimentale de S et E_3

Une cavité de 57 mm de long formée dans un guide d'ondes RG 52/U a été couplée au magnétron successivement par les couplages VII et VIII sous un angle de 135° avec le guide de puissance de sortie. Le Q_E du système complet puis du magnétron en fermant l'iris de couplage, ont été mesurés en trois points de fréquence, en bas, au milieu, et en haut de la bande de fonctionnement du magnétron. Les résultats obtenus sont donnés dans le tableau XII.

Tableau XII

N°	Couplage	F MHz	QE (magn. seul)	QE (magn. + cav.)	S
1	VII	8 600	375	430	1,14
2	VII	9 000	436	660	1,52
3	VII	9 500	455	630	1,38
4	VIII	8 600	373	435	1,17
5	VIII	9 000	430	552	1,28
6	VIII	9 500	450	625	1,39

En appliquant l'équation 59a nous calculons l'énergie emmagasinée dans le magnétron :

$$E_1 = \frac{200 \times 10^3 \times 375}{2\pi \times 8600 \times 10^6} = 1,39 \cdot 10^{-3} \text{ J}$$

et par l'équation 59b, nous obtenons l'énergie dans la cavité. Choisissons le n° 1 du tableau XII pour nos calculs, à titre d'exemple :

$$E_3 = (1,14 - 1) \times 1,39 \cdot 10^{-3} = 1,95 \cdot 10^{-4} \text{ J}$$

De plus, dans le tableau XII, nous remarquons que S reste toujours en-dessous de 1,7, ce qui est une condition souhaitable pour un fonctionnement stable du magnétron. Ceci est encore plus vrai pour le couplage VIII où S est plus constant dans la bande considérée et reste même en-dessous de 1,4.

5.3. Détermination du facteur d'amplitude A_0 , de la composante de champ $\mathcal{E}_y$ et du flux de puissance équivalent dans un guide d'ondes

L'énergie moyenne $\overline{\mathcal{E}}$ emmagasinée dans une cavité pour le mode TE_{mnp} quand $n = 0$ est donnée en unités MKS par (1) :

$$\overline{\mathcal{E}} = 1/8 A_0^2 \mu_0 \mu \frac{K_1^2}{K^2} a b c \quad \text{Equ. 60}$$

où a b c sont les dimensions de la cavité

$$K_1 = \frac{m\pi}{a} \quad \text{et} \quad K = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Notre cavité résonne dans le mode TE_{102} . En substituant les valeurs de notre cas particulier considéré dans l'équation 60, nous obtenons :

$$1,95 \cdot 10^{-4} = 1/8 A_0^2 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{(\pi/22,86 \cdot 10^{-3})^2}{(2\pi/34,86 \cdot 10^{-3})^2} \cdot 22,86 \cdot 10,16 \cdot 57 \cdot 10^{-9}$$

(1) ROUBINE, réf.29, Equ. II 38, page 193.

$$A_o = 1,28 \cdot 10^4 \text{ A/m}$$

$$\text{ou } 1,28 \times 10^4 \times 1,257 \cdot 10^{-2} = 161 \text{ Oerstedsen unités CGS}$$

Les composantes du champ électrique dans les 3 directions x, y et z, sont données par (1) :

$$\xi_x = j A_o \eta \frac{K_2}{K} \cos K_1 x \sin K_2 y \sin K g z$$

$$\xi_y = -j A_o \eta \frac{K_1}{K} \sin K_1 x \cos K_2 y \sin K g z$$

$$\xi_z = 0$$

Equ. 61a

$$\text{où } K_2 = \frac{n \pi}{b} = 0 \text{ dans notre cas,}$$

$$K g = p \frac{\pi}{c} \approx \frac{2 \pi}{57 \cdot 10^{-3}} \text{ puisque la valeur de } C = 57 \text{ mm}$$

utilisée par nous est un peu plus grande et pas tout à fait égale à $2 \lambda_g/2$ à 8 600 MHz.

$$\sin i = \frac{\lambda}{\lambda c} = \frac{34,86}{45,72}$$

$$\cos i = \frac{\lambda}{\lambda g} = \frac{34,86}{53,88}$$

$$\eta = 377 \Omega$$

En négligeant le facteur de phase j , puisque nous ne nous intéressons ici qu'à l'amplitude, en substituant la valeur $K_2 = 0$ et en prenant $\sin k g z = 1$ puisque nous cherchons les valeurs maximales des composantes du champ, il nous reste :

$$\xi_x = 0$$

$$\xi_y = A_o \eta \frac{K_1}{K_2} \sin K_1 x$$

Equ. 61b

$$\xi_z = 0$$

(1) IBID, Equ. II 33, page 190.

De plus, dans un guide d'onde, l'amplitude de E_y est donnée par (1) :

$$E_y = \frac{\eta}{\sin i} H \sin \frac{\pi x}{a} \quad \text{Equ. 62}$$

En égalant 61b et 62, nous obtenons :

$$A_o \eta \frac{K_1}{K_2} \sin K_1 x = \frac{\eta}{\sin i} H \sin \frac{\pi x}{a}$$

et comme dans notre cas, nous avons $K_1 = \frac{1 \times \pi}{a}$, la dimension a étant la même (section transversale 22,86 x 10,16 mm dans les 2 cas), nous obtenons :

$$\sin K_1 x = \sin \frac{\pi x}{a}$$

et l'équation ci-dessus se simplifie en :

$$\begin{aligned} A_o \frac{K_1}{K_2} &= \frac{H}{\sin i} \\ A_o \frac{\pi/a}{2\pi/\lambda} &= \frac{H}{\lambda/\lambda_c} = \frac{H}{\lambda/2a} \\ H &= A_o \frac{\lambda^2}{4a^2} \end{aligned} \quad \text{Equ. 63}$$

La puissance W transportée par le mode TE_{10} est alors donnée par (2)

$$W = \eta \frac{\cos i}{4 \sin^2 i} H^2 a b \quad \text{Equ. 64}$$

En substituant les valeurs numériques, nous obtiendrons :

$$\begin{aligned} W &= \eta A_o^2 \frac{\lambda/\lambda_g}{4 \frac{\lambda^2}{4a^2}} \frac{\lambda^4}{16a^4} a b \\ &= \eta \frac{A_o^2 \lambda^3 b}{16a \lambda_g} = \frac{3,77(1,296)^2 (3,486)^3 (10,16) \times 10^6}{16 \times 22,86 \times 5,388} \\ &= 1,1 \cdot 10^6 \text{ W} \end{aligned}$$

(1) IBID, Equ.III 31, page 49.

(2) " , Equ.III 36, page 51

Autrement dit, le champ dans la cavité sera le même que dans un guide d'ondes de même section transversale traversé par une puissance de 1,1 MW. Notons que ce calcul ne tient pas compte des pertes Joule dans les parois.

5.4. Choix des ferrites

Les trois ferrites suivants N25, N42 et U21 ont été choisis pour ces études. Les deux premiers sont des ferrites au nickel et le troisième est un ferrite au manganèse et au magnésium. Leurs caractéristiques fournies par le fabricant (THOMSON-CSF Corbeville) sont données dans le tableau XIII. L'information sur μ n'était pas disponible.

Tableau XIII

Type de ferrite	$4\pi M S$ Oersted	T Curie °C	$G_{\text{effic.}}$	ΔH Oersted	ΔH Oersted	ϵ	H (réson.)
N25	3200	560	2,3	280	20-25	12,7	2980
N42	1900	480	2,3	350	20-25	11,8	2980
U21	2400	275	2,03	290	3-5	13,0	3380
U20 ^x	2100	300	2,01	360	3-5	13,0	3410
^x matériau non reçu							

Les ferrites au nickel ont été utilisés spécialement à cause de leur température de Curie élevée. Les mesures ont été menées en plaçant des morceaux de 1,5 mm d'épaisseur dans une cavité de 28,5 mm de long, selon la configuration de la Fig. 20. Bien que le couplage IX ne convienne guère pour ces études comparatives, il fut nécessaire de l'utiliser puisqu'aucune résonance ne pouvait être observée avec les couplages

VII et VIII dans le cas de N25. Les caractéristiques mesurées de la cavité ci-dessus remplie de différents types de ferrites et sans ferrite (c'est-à-dire complètement remplie d'air) sont données dans le tableau XIV

Tableau XIV

Type de ferrite	Champ magn. de polaris. Gauss	F MHz	η_c	$2 \Delta f$ MHz	Q_L	Q_E	Q_U
N25	0	8725	0,04	56	156	3900	162
"	200	La résonance disparaît					
N42	0	8390	0,28	25	335	1200	465
"	200	8750	0,25	30	292	1168	389
"	400	La résonance disparaît					
U21	0	8410	0,56	9,6	880	1570	2000
"	200	8790	0,50	9,0	975	1950	1950
"	400	8870	0,46	10,0	887	1925	1640
"	800	9060	0,43	11,0	872	2030	1535
"	1000	9230	0,33	10,0	923	2770	1380
"	1570	9570	0,17	11,0	876	5130	1058
"	1760	9625	0,16	11,0	880	5500	1045
sans aucune ferrite	-	8540	0,85	70,0	122	145	810

Le tableau XIV nous montre que les ferrites au nickel ne conviennent pas pour notre projet à cause de leurs pertes dans nos conditions de travail. Leur utilisation conduit à un Q_U de la cavité inférieur à celui du magnétron (tableau III).

Par contre les ferrites au manganèse et au magnésium comme l'U 21 ou d'autres ferrites du même type avec des pertes encore plus faibles, une température de Curie élevée, et un

Δ H plus grand, lorsqu'ils deviendront disponibles (comme l'U 20), peuvent être employés.

5.5. Calcul de H résonance et h critique

A la fréquence la plus basse (8500 MHz) de fonctionnement du magnétron, nous calculerons pour le ferrite U21, la valeur du champ magnétique $H_0 = H_r$ qui entraîne la résonance gyromagnétique et ainsi des pertes élevées dans le milieu ferrite.

A l'aide de l'équation 37 et en reportant la valeur de G_{eff} du tableau XIII, nous obtenons :

$$H_r = \frac{2\pi \times 85 \times 10^9}{8\,795 \times 10^6 \times 2,03} = 2\,980 \text{ Oersteds}$$

A $(2980 - \frac{\Delta H}{2}) = 2835$ Oersteds, nos pertes se réduisent à la moitié de celles à 2980 Oersteds; mais une réduction de 3 dB nous conduit à une valeur encore trop élevée pour que nous puissions l'admettre. Pour maintenir les pertes à un niveau raisonnablement bas, nous ne devons pas dépasser 2500 Oersteds

Cet état convient s'il n'y a pas de fortes instabilités de puissance, c'est-à-dire si le champ magnétique HF reste en-dessous de h_c .

En appliquant l'équation 39 et en prenant les valeurs numériques du tableau XIII :

$$h_c = 290 \sqrt{\frac{2 \times 4}{2400}} = 16,8 \text{ Oersteds}$$

Dans la section 5.3. nous avons calculé que dans notre cas le champ magnétique dans la cavité d'accord sera de 161 Oersteds pour la plus faible valeur mesurée de $S = 1,14$.

Ce champ HF est bien supérieur à h_c . Le champ pour des valeurs plus élevées de S sera encore plus fort. Ainsi, nous

fonctionnerons toujours avec de fortes instabilités de puissance et nous subirons des pertes beaucoup plus élevées, même à H_0 bien au-dessous de 2 500 Gauss. Le seul remède possible, semble-t-il, est de limiter le champ magnétique de polarisation à une valeur encore plus faible déterminée sur des bases expérimentales. L'équation 40 nous fournit une valeur par excès $h_c = 177$ Oersteds.

5.6. Choix des guides d'ondes pour former la cavité d'accord contenant le ferrite

Pour la bande de fréquence 8 500 à 9 600 MHz, deux guides d'ondes : RG 52/U (guide d'ondes bande X) ou RG 51/U (guide d'ondes bande H) conviennent, mais ils diffèrent par leurs dimensions, leur capacité de tenue en puissance et par λ_g . Pour une bande de fréquence limitée, il est vrai, on peut trouver d'autres dimensions possibles, mais les deux précédentes sont standard et leurs caractéristiques sont facilement disponibles dans des livres de référence. Si nous nous reportons à l'équation 54 et à la figure 20, nous remarquons que dans la détermination de $\frac{\delta f}{f}$, les dimensions de cavité entrent sous la forme $\frac{c^2}{a(a^2 + c^2)}$.

Puisque dans le cas du guide H la dimension "a" est plus grande et que cette dimension intervient au cube dans le dénominateur de l'équation 54, la perturbation de fréquence sera plus faible. Pour évaluer avec précision la différence entre les deux cas, nous choisissons pour nos calculs 8 400 MHz comme fréquence de résonance de la cavité, fréquence que nous avons déjà trouvée comme valeur optimale dans la section 4.6.

Pour une cavité de guide H,

$$a = 2,85 \text{ cm} \quad c = \lambda_g/2 \text{ à } 8400 \text{ MHz} = 2,30 \text{ cm}$$

$$\frac{\delta f}{f} (H) \propto \frac{(2,3)^2}{2,85 [(2,85)^2 + (2,3)^2]} = 0,139$$

./...

Pour une cavité de guide X,

$$a = 2,28 \text{ cm} \quad c = \lambda_g/2 \text{ à } 8\,400 \text{ MHz} = 2,85 \text{ cm}$$

$$\frac{\delta f}{f} (X) \propto \frac{(2,85)^2}{2,28 [(2,28)^2 + (2,85)^2]} = 0,268$$

$$\frac{\frac{\delta f}{f} (II)}{\frac{\delta f}{f} (X)} = \frac{0,139}{0,268} = 0,52$$

Nous voyons ainsi que l'utilisation de la cavité guide-X au lieu de la cavité guide-H donne presque le double de $\frac{\delta f}{f}$ pour la configuration de la Fig. 20. Une courbe d'accord pour les cavités guide-X et guide-H contenant des morceaux de ferrite de 1,5 mm d'épaisseur en fonction du champ magnétique de polarisation est donnée Fig. 35.

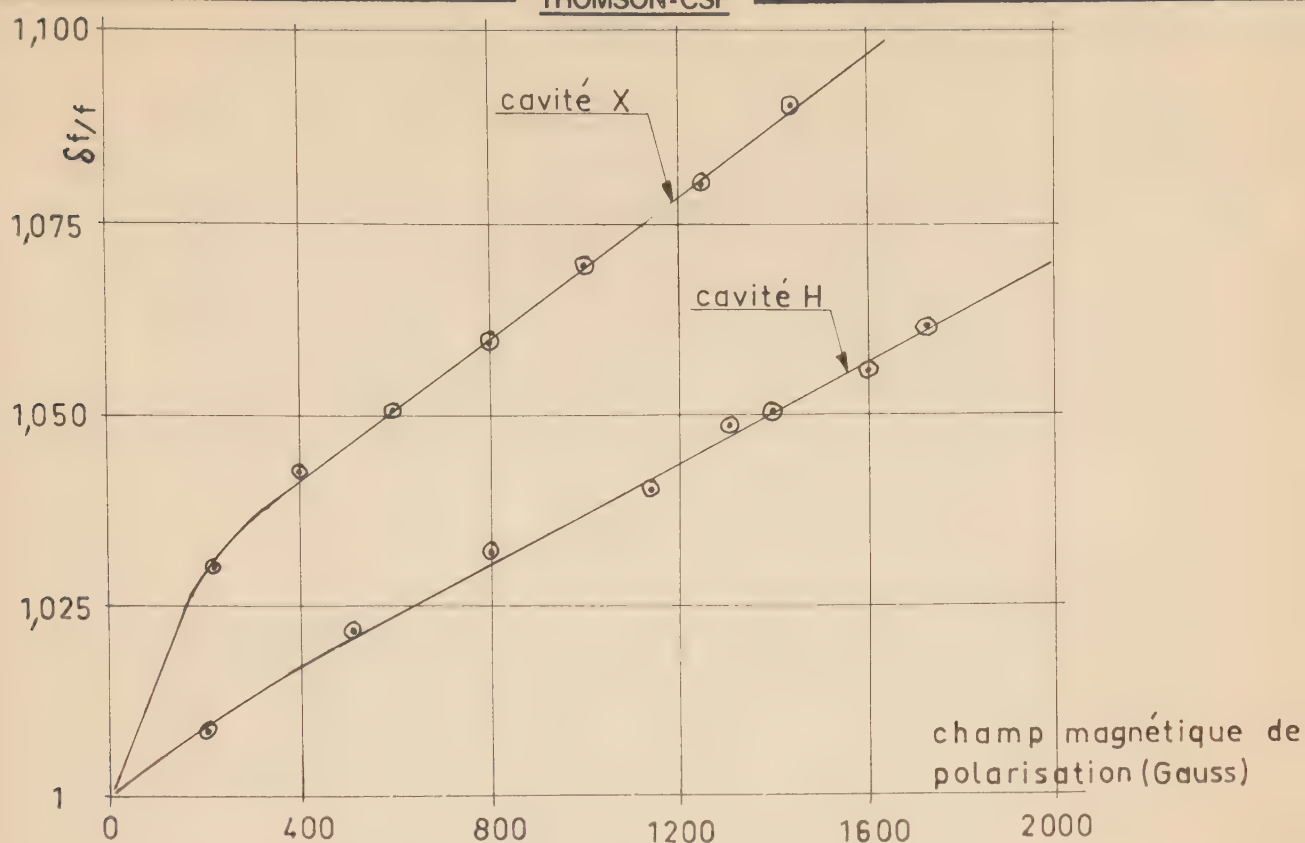
Maintenant, nous reportons notre attention sur la Fig. 21 et l'équation 56 et observons que les résultats ne sont pas si évidents, surtout quand la valeur de μ n'est pas disponible. Une rapide réflexion montre que, pour T égal, le $\frac{\delta f}{f}$ de la cavité-H devrait être plus grand puisque λ_g est plus court pour la cavité-H.

Mais qu'arrive-t-il quand le pourcentage de volume de cavité occupé par le ferrite dans les deux cas est identique ? Comme nous l'avons indiqué dans la section 3.15, le ferrite peut occuper 12 % du volume de la cavité. Pour la même fréquence, $\lambda_g (X)$ est plus grand, de sorte que T peut être plus grand en proportion. Pour décider de cette question, on a pris une cavité -H et une cavité-X et 7% de leur volume a été rempli de ferrites U21.

Le couplage utilisé a été le VII. Le $\frac{\delta f}{f}$ obtenu dans les deux cas en fonction du champ magnétique de polarisation est reporté Fig. 36, sur laquelle il est clair que même dans ces conditions,

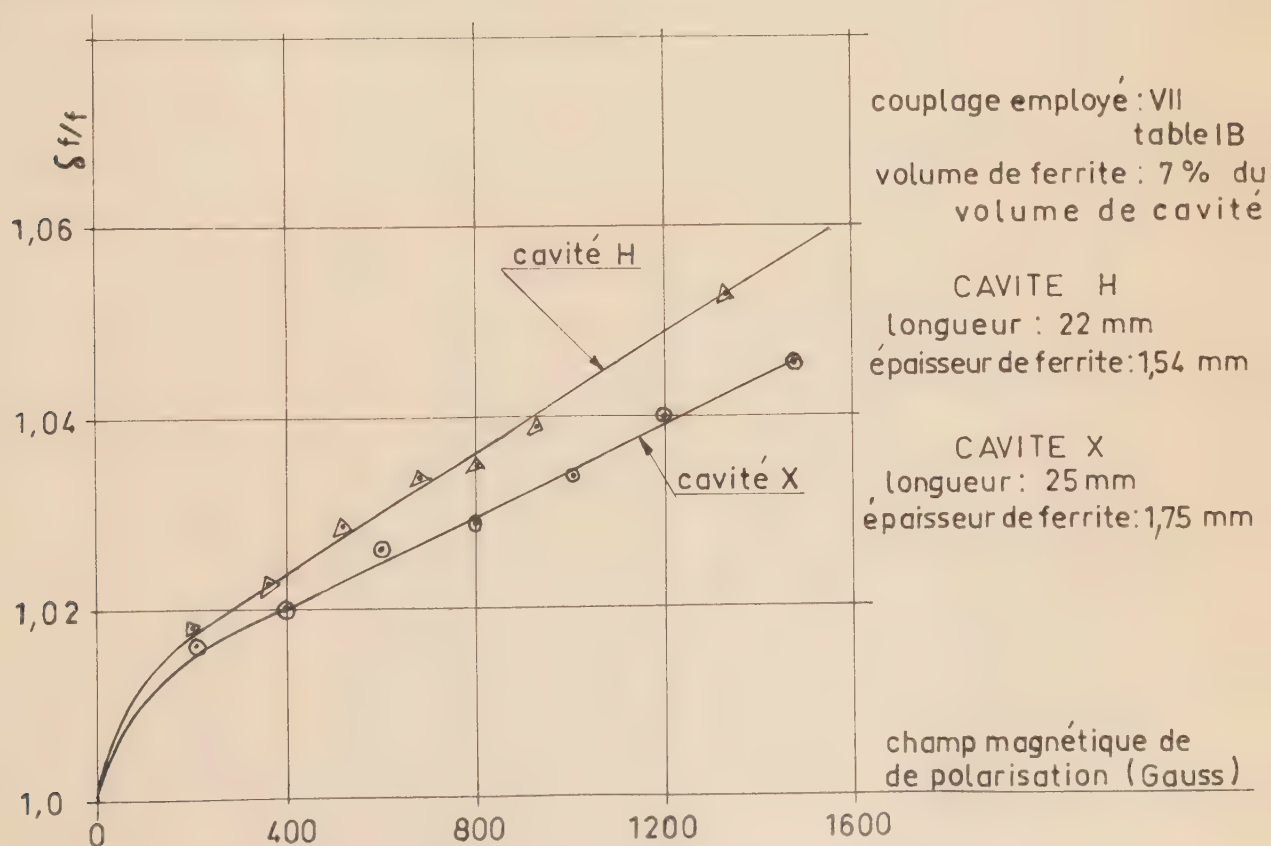


THOMSON-CSF



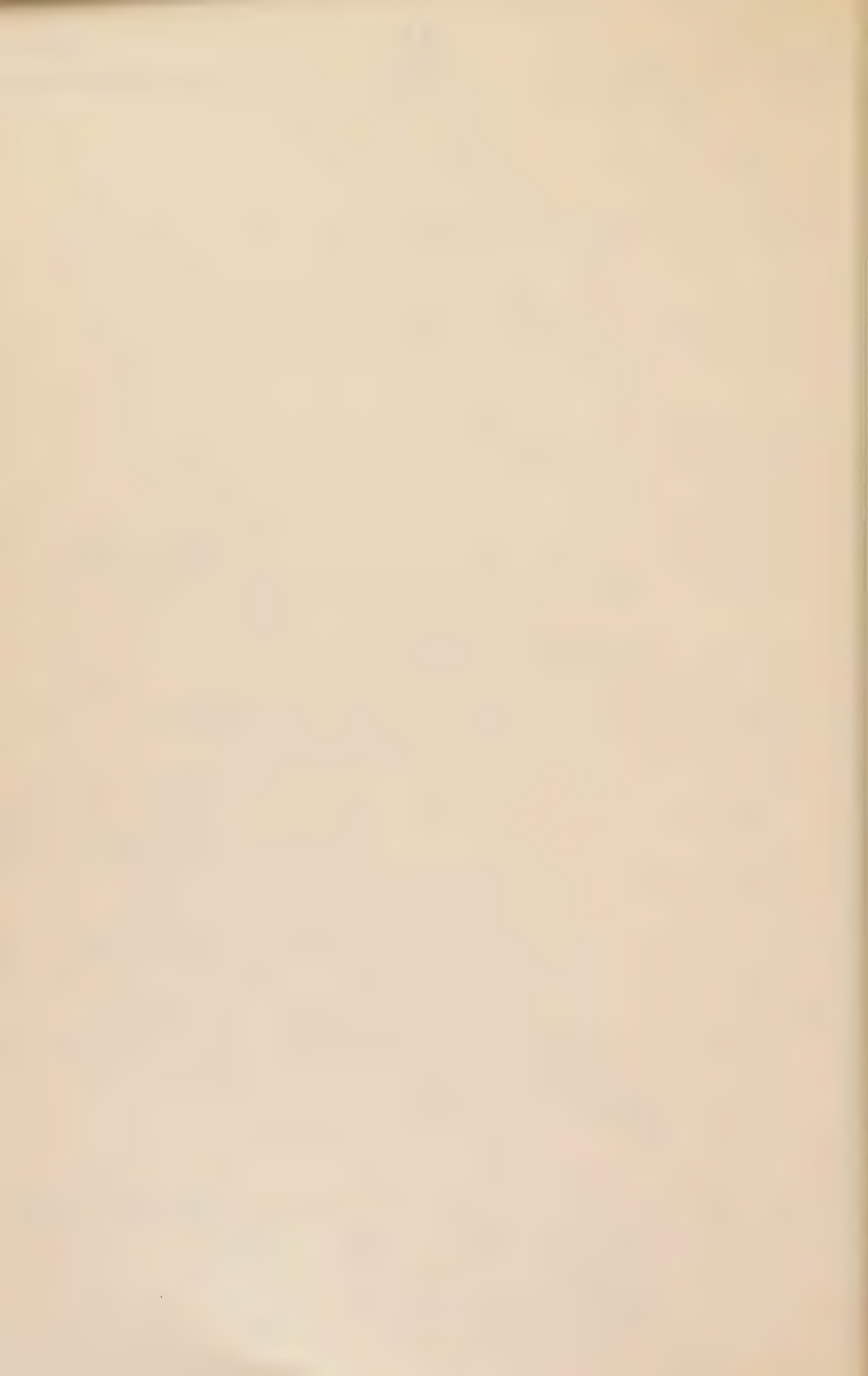
Courbe d'accord des cavités H et X selon la configuration de la fig. 20

FIG. 35



Comparaison des cavités H et X dans le cas où le ferrite est placée au fond (voir fig. 21)

FIG. 36



$\frac{\delta f}{f}(H)$ est plus grand que $\frac{\delta f}{f}(X)$. Aussi, pour la configuration 21, l'utilisation du guide-H est souhaitable pour avoir une grande perturbation de fréquence. Les autres résultats importants de cette cavité-H dans le cas de configuration de la Fig. 21 pour les deux couplages VII et VIII en fonction du champ magnétique de polarisation sont donnés tableau XV. La longueur de la cavité H était de 22 mm et l'épaisseur T du ferrite 1,5 mm.

Tableau XV

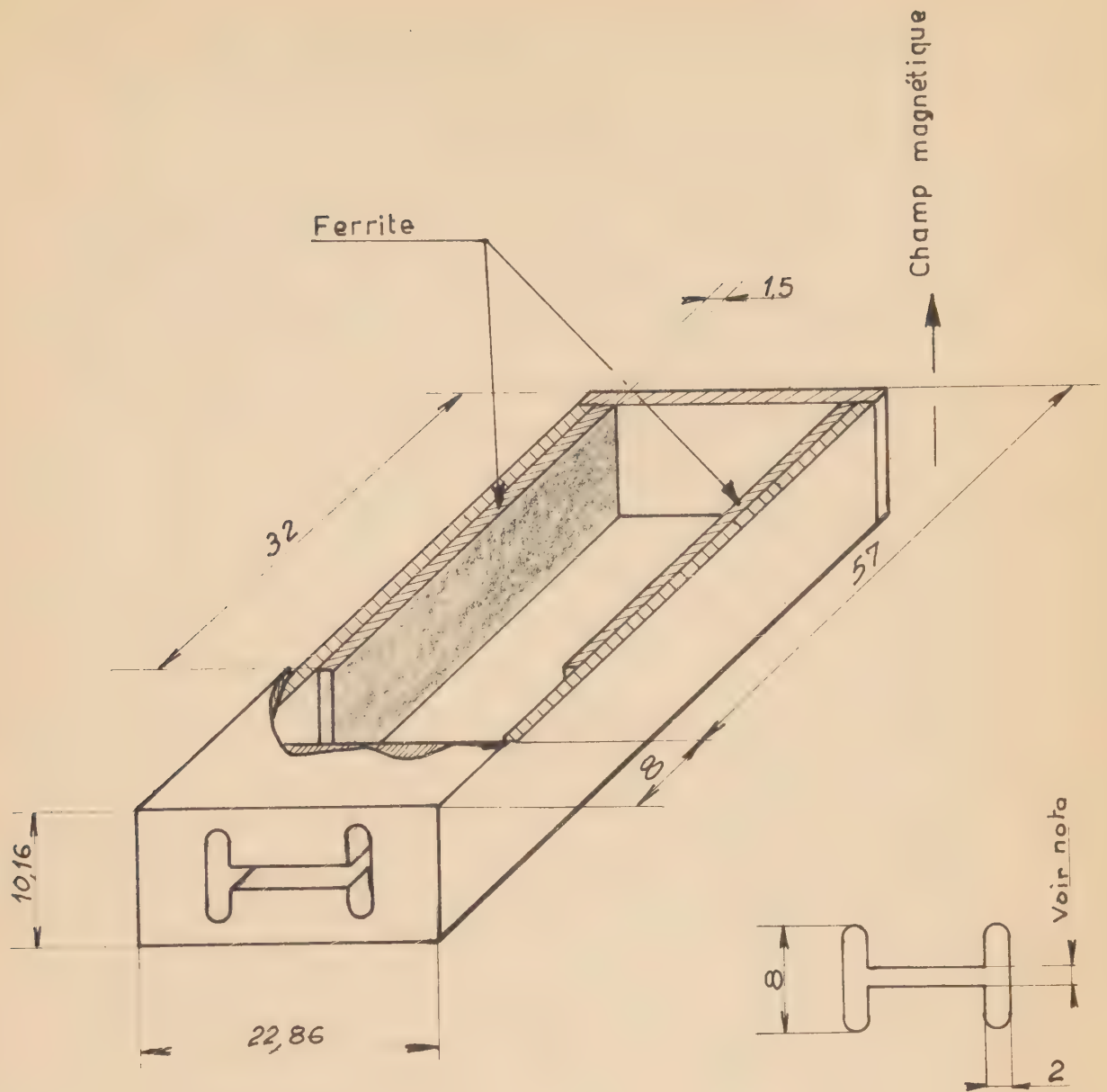
Champ magn de polarisat. Gauss	F MHz	η_c	$2 \Delta f$	Q_L	Q_U
<u>Couplage VII</u>					
0	8 600	0,37	14	618	982
200	8 735	0,38	15	582	751
360	8 790	0,38	18	488	788
510	8 830	0,38	13	679	1 095
680	8 865	0,38	15	591	952
800	8 890	0,38	32	277	448
920	8 915	0,37	19	470	745
1 300	9 070	0,31	30	302	437
<u>Couplage VIII</u>					
0	8 630	0,51	22	393	800
200	8 760	0,54	18	486	1 056
360	8 805	0,54	32	276	601
510	8 840	0,54	42	210	456
680	8 875	0,54	39	228	495
800	8 900	0,53	36	247	466
920	8 935	0,52	27	331	690
1 300	9 095	0,47	26	350	660

Un autre point à considérer dans l'utilisation du ferrite est l'épaisseur T . Sur les équations 54 et 56, il est clair que la perturbation de fréquence augmente avec T . Mais l'accroissement de T augmente rapidement les pertes, diminue η_c et Q_U . Le ferrite étant mauvais conducteur de la chaleur, une plus grande épaisseur empêche le transfert de chaleur au radiateur. C'est particulièrement important dans le cas de systèmes à grande puissance comme le magnétron. La température s'accroît et les performances du produit se dégradent. Pour ces raisons, nous avons choisi une épaisseur de 1,5 mm après des essais avec des épaisseurs de 1,2, 1,5 et 1,8 mm.

Toutes nos expériences suivantes ont été effectuées avec $T = 1,5$ mm.

5.7. Cavité partiellement remplie

Jusqu'à présent, toutes nos études sur les ferrites ont été faites avec des longueurs de cavités égales à $\lambda_g/2$ ou dans lesquelles le morceau ou les morceaux de ferrite étaient continus le long des dimensions de cavité adéquates. A cause des pertes magnétiques et du blindage magnétique, ce n'est plus vrai dans notre cas pratique. Le ferrite doit être placé loin du magnétron pour être protégé du champ magnétique de l'aimant permanent du magnétron, sans perturber sérieusement le champ magnétique dans l'espace d'interaction. Ceci impose une longueur minimale de cavité de λ_g . Bien que la seconde supposition, c'est-à-dire que le ferrite soit continu le long des dimensions de cavité adéquates, soit encore vraie pour la configuration de la Fig. 21, ce n'est plus possible pour le cas plus important (plus grand $\frac{\delta f}{f}$) de la configuration 20 pour les raisons données ci-dessus. La cavité doit être partiellement remplie. Ce cas est de grande importance pour nous puisque nous l'utiliserons



NOTA 0,76mm pour couplage VII
1 mm pour couplage VIII } — épaisseur toujours 8mm

FIG 37 CAVITÉ RECTANGULAIRE PARTIELLEMENT REMPLIE DE FERRITE
DESTINÉE A ÊTRE MONTÉE SUR UN MAGNETRON 4J50



réellement dans les modèles utilisés à la fin , décrits dans le chapitre 8. Cette configuration est représentée Fig.37 et les résultats avec les deux couplages VII et VIII sont donnés tableau XVI.

Tableau XVI

Champ magn. de polarisat. Gauss	F MHz	η_c	$2\Delta f$	Q_L	Q_U
<u>Couplage VII</u>					
0	8 452	0,39	25	358	554
200	8 595	0,38	10	860	1 388
400	8 670	0,37	13	667	1 062
600	8 735	0,35	13	672	1 038
800	8 805	0,31	13	677	984
1 000	8 890	0,27	11	808	1 106
1 200	8 960	0,21	11	815	1 032
1 360	9 055	0,17	10	906	1 090
1 470	9 135	0,10	18	507	562
1 565	9 210	0,08	12	768	835
1 740	9 350	0,03	13	719	742
Cavité sans ferrite	8 400	0,41	19	442	759
<u>Couplage VIII</u>					
0	8 445	0,56	52	162	352
200	8 600	0,54	20	430	934
400	8 680	0,53	39	223	474
600	8 745	0,50	15	583	1 146
800	8 815	0,46	18	451	835
1 000	8 900	0,42	15	593	1 022
1 200	8 975	0,35	16	561	862
1 360	9 070	0,30	15	605	868
1 470	9 145	0,19	18	508	628
1 565	9 215	0,19	21	440	542
1 740	9 350	0,09	20	468	516
Cavité sans ferrite	8 410	0,66	23,5	357	1 050

Sur les résultats ci-dessus nous remarquons que les pertes dans le ferrite augmentent rapidement lorsque croît le champ magnétique de polarisation, surtout au-dessus de 1 360 Gauss. Il en résulte que nous pouvons espérer avoir une bande d'agilité du magnétron de quelques dizaines de MHz et éventuellement plus, du fait que, lors des mesures précédentes, la cavité était couplée à une ligne de mesure d'impédance caractéristique $400\ \Omega$ environ, alors que dans la pratique elle verra l'impédance du magnétron en fond de résonateur, de moins de $10\ \mu$ d'impédance. L'ordre de grandeur des déviations de fréquence trouvées permet de penser que la bande d'accord du magnétron est trop grande pour être accordée par une seule cavité à ferrites, bien que ce soit possible avec un magnétron à 4 cavités couplées, puisque le champ de polarisation nécessaire est réduit de façon considérable. Une autre solution consiste à diviser la bande de 8 500 à 9 600 MHz en deux, c'est-à-dire deux magnétrons, l'un fonctionnant de 8 500 à 9 050 et l'autre de 9 050 à 9 600 MHz. Dans ce cas, chaque magnétron pourrait être rendu agile en fréquence par une cavité de longueur convenable contenant le ferrite et il serait possible de balayer la fréquence de la cavité dans toute la bande du magnétron avec un champ de polarisation réduit.

La troisième possibilité est d'utiliser les caractéristiques d'agilité du magnétron dans la seule moitié inférieure de la bande de fréquence et sans agilité, c'est-à-dire avec un champ de polarisation nul dans la moitié supérieure.

C H A P I T R E V I

ADAPTATION D'IMPEDANCE ET TESTS PRELIMINAIRES SUR DES MAGNETRONS ACCORDES PAR CAVITE

6.1. Adaptation d'impédance

Dans la section 4.1. nous avons mentionné certaines caractéristiques que l'on attend d'un mécanisme de couplage entre un magnétron et une cavité d'accord. Dans la présente section nous calculerons l'impédance et le λ_c des deux coupleurs quart d'onde sur guide ridgé VII et VIII que nous avons choisis et utilisés. Dans les sections suivantes, nous donnerons des résultats obtenus à partir de tests préliminaires sur des magnétrons accordés tant par des cavités à déformation mécanique que par des cavités accordées par ferrites.

Le calcul des paramètres des guides d'ondes effectué ici est basé sur les éléments et courbes de l'article de SEYMOUR B. COHN (référence 30). Pour l'explication des symboles de dimensions on se réfèrera à la Fig. 38 ; les autres symboles sont indiqués ci-dessous :

$Z_{0\infty}$: impédance caractéristique du guide à fréquence infinie où $\lambda_g = \lambda_{\text{espace libre}}$.

$Z_0(f)$: impédance caractéristique à la fréquence " f ", dans notre cas à 9 GHz, fréquence centrale du magnétron.

./...

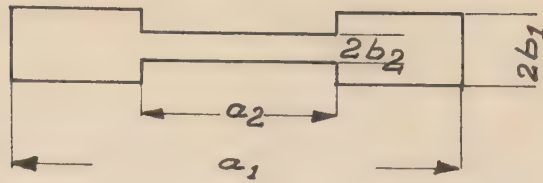
λ'_{c} et f_{c} : longueur d'onde et fréquence de coupure du guide ridgé ;

λ_{c} et f_{c} : longueur d'onde et fréquence de coupure du guide rectangulaire correspondant.

Des valeurs de $\frac{\lambda'_{\text{c}}}{\lambda_{\text{c}}}$ et $Z_{0\infty}$ et de $\frac{Z_0(f)}{Z_{0\infty}}$ sont issues des figures 3 et 4 de la référence ci-dessus.

La figure 3, pour $\frac{b_1}{a_1} = 0,5$, nous donne $Z_{0\infty}$ que nous corrigeons compte tenu de notre rapport de 0,3867.

Couplage VII		Couplage VIII	
$2b_2$	= 0,76 mm	$2b_2$	= 1,00 mm
$2b_1$	= 8,00 mm	$2b_1$	= 8,00 mm
a_2	= 6,35 mm	a_2	= 6,35 mm
$\frac{b_1}{a_1}$	= 0,3867	$\frac{b_1}{a_1}$	= 0,3867
$\frac{a_2}{a_1}$	= 0,6137	$\frac{a_2}{a_1}$	= 0,6137
$\frac{b_2}{b_1}$	= 0,0939	$\frac{b_2}{b_1}$	= 0,125
$\frac{\lambda_{\text{c}'}}{\lambda_{\text{c}}}$	= 2,785	$\frac{\lambda'_{\text{c}}}{\lambda_{\text{c}}}$	= 2,505
$Z_{0\infty}$	= 28 Ω pour le guide simple ridge à $\frac{b_1}{a_1} = 0,5$	$Z_{0\infty}$	($\frac{b_1}{a_1} = 0,5$) = 36 Ω pour le guide simple ridge
$Z_{0\infty}$	pour le guide à double ridge = $28 \times 2 = 56 \Omega$	$Z_{0\infty}$	= 72 Ω pour le guide à double ridge
$Z_{0\infty}$ à $\frac{b_1}{a_1} = 0,3867$		$Z_{0\infty}$	($\frac{b_1}{a_1} = 0,3867$) = 55,8 Ω
= $\frac{56 \times 0,3867}{0,5} = 43,4 \Omega$			
$\lambda_{\text{c}'}$	= $\lambda_{\text{c}} \times 2,785$	$\lambda_{\text{c}'}$	= 5,19 cm
	= $2 \times 10,35 \times 2,785$		
	= 5,76 cm		



GUIDE EN DOUBLE RIDGE. (Section en H)

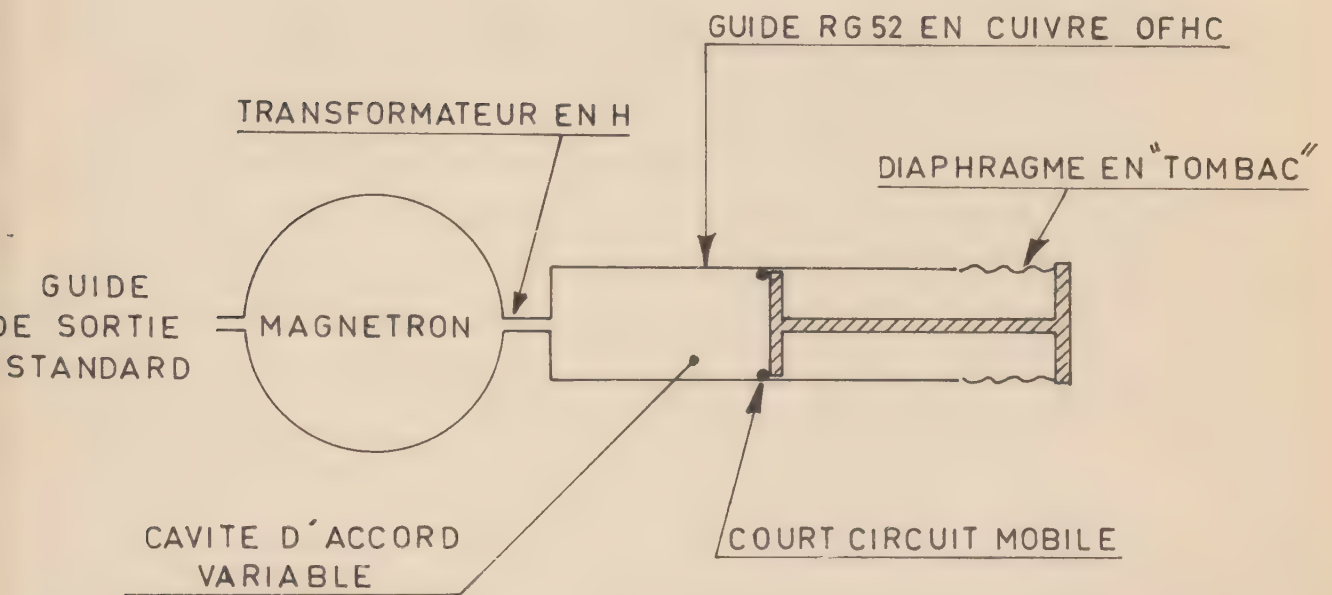
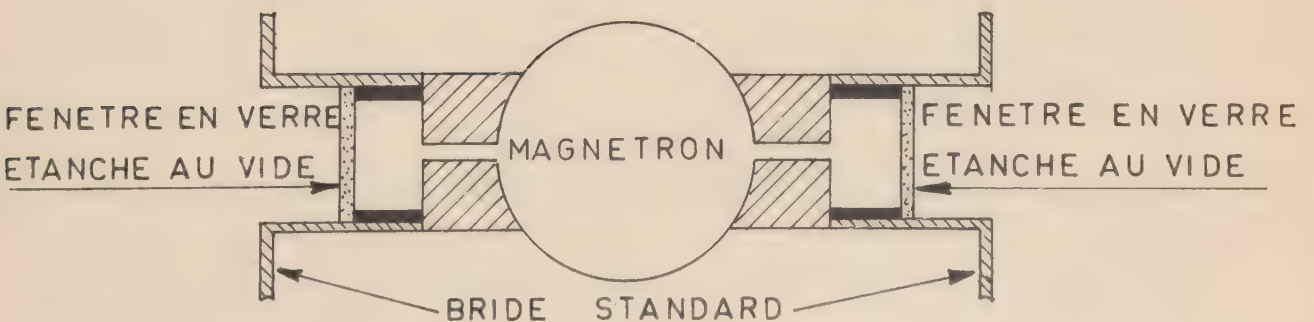
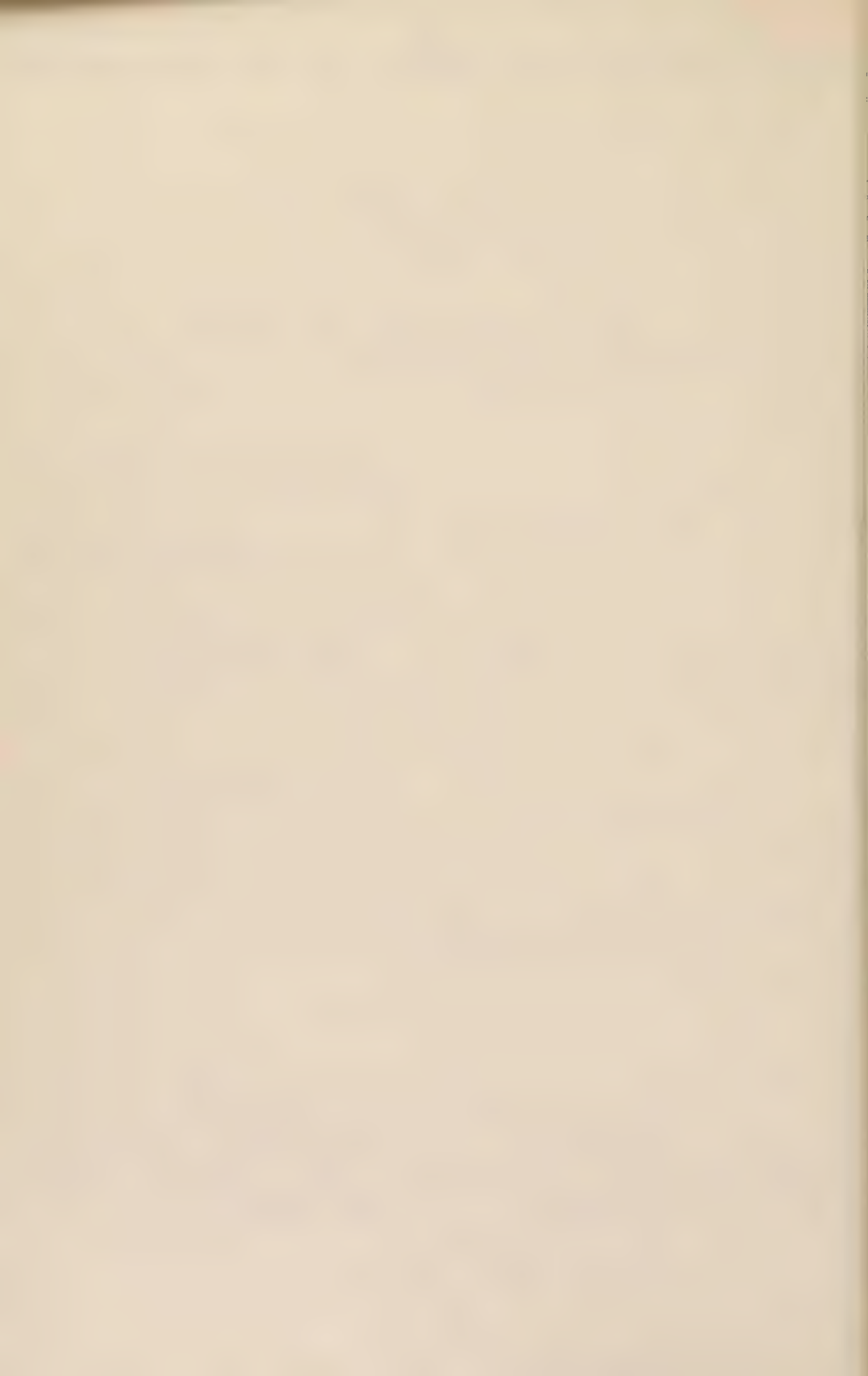
FIG 38 DIMENSIONS CARACTERISTIQUES D'UN
GUIDE RIDGEFIG 39 MAGNETRON COUPLE A UNE CAVITE D'ACCORD
MECANIQUEMENT ACCORDABLE

FIG 40 MAGNETRON A DEUX SORTIES



$$f_c' = 5220 \text{ MHz}$$

$$\frac{Z_0(9000 \text{ MHz})}{Z_{0\infty}} = 1.2$$

$$Z_0(9000 \text{ MHz}) = 52 \Omega$$

$$f_c' = 5800 \text{ MHz}$$

$$\frac{Z_0(9000 \text{ MHz})}{Z_{0\infty}} = 1.3$$

$$Z_0(9000 \text{ MHz}) = 72,5 \Omega$$

L'impédance de la cavité rectangulaire en bande X est d'environ 400Ω . Aussi, le couplage VII l'adaptera à une impédance de $\left(\frac{53,5}{400}\right)^2 = 6,8 \Omega$ à l'arrière du résonateur à ailettes et le couplage VIII à une impédance de $13,25 \Omega$. L'impédance à l'arrière du résonateur est à peine de quelque 10Ω . Aussi, ces deux couplages ont une chance raisonnable de convenir. Une analyse exacte n'est pas possible car l'impédance du résonateur varie avec la fréquence et l'impédance de la cavité accordée par ferrite avec la fréquence et le champ magnétique de polarisation. Néanmoins, ces deux couplages fournissent un point de départ pour des études et des expériences ultérieures.

En général, la fréquence de fonctionnement dans un guide d'onde doit être au moins 10 à 15 % plus grande que f_c . Dans notre cas elle est au moins supérieure de 45 % et il n'y a pas de risque de propagation de mode supérieur car dans les guides ridgés le rapport des fréquences de coupure des modes TE_{10} et TE_{20} est de l'ordre de 4 environ.

Notons que dans les mêmes conditions nous avons pour le couplage IX :

$$f_c' = 7250 \text{ MHz} \quad Z_{0\infty} = 91,3 \Omega \quad \frac{Z_0(9000)}{Z_{0\infty}} = 1,73$$

$$\text{et } Z_0(9000 \text{ MHz}) = 155 \Omega$$

Ce couplage adapterait une impédance de 60Ω qui n'existe pas.

Aussi, cette inadéquation nous fait le rejeter. De plus, la fréquence la plus basse du magnétron (8,5 GHz) est seulement 11,7 % au-dessus de f_c .

6.2. Magnétron couplé à une cavité d'accord à longueur mécaniquement variable

Deux magnétrons du type mentionné ci-dessus furent faits pour lesquels la cavité d'accord était couplée au magnétron par le couplage VII. Le second iris était à 180° du guide de sortie. La cavité d'accord était formée à partir d'un guide RG 52/U et faisait partie intégrante de l'enceinte à vide. Un piston de court-circuit, solidaire d'un soufflet métallique, autorisait une variation de longueur de 2 à 47 mm. Ce magnétron est schématisé sur la Fig. 39.

Le magnétron fut successivement accordé sur ses basse, moyenne et haute fréquence et sa bande d'agilité fut mesurée en faisant varier la longueur de la cavité. Les résultats obtenus sont ceux qui figurent sur le tableau XVII. Nous pouvons y constater qu'à l'extrémité inférieure de la bande de fréquence une agilité de 62 MHz avec un niveau de puissance bien supérieur à 200 kW et avec un spectre stable et pur, peut être obtenue en faisant varier la longueur de la cavité de 10 à 28 mm, alors qu'en milieu de bande l'agilité est réduite à 60 MHz et la puissance de sortie à 190 kW. En haut de gamme, l'agilité est encore plus réduite (30 MHz) ainsi que la puissance (140 kW). De plus, pour conserver un bon spectre la longueur de la cavité doit être maintenue entre 9 et 21 mm. Ces résultats forment la base de ce que l'on peut espérer d'une cavité accordée par ferrite et placée à l'opposé du guide de sortie. Le magnétron utilisé dans les tests ci-dessus fonctionnait dans ses conditions normales avec une fréquence de 1000 Hz et des impulsions de 1 μ s de durée.

Longueur de la cavité d'accord mm	Bas de la gamme de fréquence			Milieu de gamme			Haut de la gamme de fréquence		
	Fréquence MHz	Puissance kW	Spectre	Fréquence MHz	Puissance kW	Spectre	Fréquence MHz	Puissance kW	Spectre
2	Mesure impossible	Très faible	Mauvais	Moding	180	Mauvais	Moding	165	Mauvais
3				"		"	"		"
4				"		"	"		"
5				"		"	"		"
6				"		"	"		"
7				9030		"	"		"
8	Mesure impossible	Très faible	Mauvais	9050	200	"	"	160	"
9				9035		"	9460		Bon
10				9025		Bon	9452		"
11				9019		"	9447		"
12				9014		"	9446		"
13				9009		"	9445		"
14	Mesure impossible	Très faible	Mauvais	9004	200	"	9443	150	"
15				9002		"	9442		"
16				9000		"	9441		"
17				8998		"	9441		"
18				8997		"	9440		"

Tableau XVII (suite)

Longueur mètres	Bas de la gamme de fréquence			Milieu de gamme			Haut de la gamme de fréquence		
	Fréquence MHz	Puissance kW	Spectre	Fréquence MHz	Puissance kW	Spectre	Fréquence MHz	Puissance kW	Spectre
19	8565	265	Bon	8997	210	Bon	9436	150	Bon
20	8563	260	"	8995	"	"	9433	"	"
21	8560	"	"	8994	"	"	9430	140	"
22	8557	"	"	8992	"	"	Moding	---	Mauvais
23	8555	"	"	8990	"	"	"	---	"
24	8551	250	"	8987	"	"	"	---	"
25	8549	"	"	8983	220	"	"	---	"
26	8544	"	"	8979	190	"	"	---	"
27	8537	"	"	8974	210	"	"	---	"
28	8533	245	Mauvais	8965	200	"	"	---	"
29 à 34	Moding		"	Moding	mesure non faite	Mauvais	"	---	"
35	"		"	9021	220	"	9450	170	Bon
36	"		"	9018	"	"	"	"	"
37	"		"	9016	"	"	9448	160	"
38	"	Mesure non faite	"	9014	215	"	9446	"	"
39	"		"	9012	"	"	"	"	"
40	8581	260	"	9012	"	"	9445	"	"
41	8580	"	Bon	9009	"	"	9441	"	"

Longueur de la cavité d'accord mm	Bas de la gamme de fréquence			Milieu de gamme			Haut de la gamme de fréquence		
	Fréquence MHz	Puissance kW	Spectre	Fréquence MHz	Puissance kW	Spectre	Fréquence MHz	Puissance kW	Spectre
42	8578	260	Bon	9008	215	Bon	9441	160	Bon
43	8576	"	"	9007	"	"	9437	150	"
44	8574	"	"	9005	"	"	9437	"	"
45	8572	"	"	9004	"	"	9434	130	"
46	8570	"	"	9003	"	"	9427	145	"
47	8568	250	"	9000	205	"	9425	"	"
Agilité :	62 MHz			60 MHz			30 MHz		

6.3. Magnétron accordé par ferrite

Un magnétron à deux sorties a été fabriqué (voir Fig. 40). On pouvait y connecter une cavité extérieure contenant un ferrite. Comme dans le cas précédent, le couplage VII a été utilisé. L'avantage de ce tube fut que la cavité de couplage étant extérieure à l'enceinte à vide, on pouvait la remplacer facilement et de ce fait plusieurs dimensions de cavité et plusieurs localisations de ferrite pouvaient être essayées rapidement. Ce ne fut pas sans inconvénient; en effet, il y avait une longueur de guide équivalente indéterminée entre le second iris et la bride du magnétron, selon que la cavité était connectée directement ou par l'intermédiaire de "cornets", selon qu'elle était faite avec un guide H ou X. Les différentes longueurs dont il est question sont montrées sur la Fig. 41. Comme une bride H standard était également utilisée pour la seconde sortie, une cavité en H pouvait y être connectée et, grâce à sa capacité de transporter de fortes puissances, utilisée sans pressurisation. Tel n'était pas le cas avec les cavités en bande X qui devaient être raccordées au magnétron par l'intermédiaire d'une transition H - X et, à cause du plus grand gradient de potentiel, pressurisée (à environ 2 kg/cm²) afin d'éviter d'endommager le scellement verre. Cela eut normalement nécessité une longueur de guide supplémentaire avec un dispositif pour l'entrée d'air mais dans notre cas ce fut évité en perçant un trou de 1 mm de diamètre au bout du guide (Fig. 41). Les résultats obtenus avec une cavité X, conformément au montage de la Fig. 41, sont donnés dans le tableau XVIII, l'épaisseur du ferrite est de 1,5 mm.

Le tableau XIX montre les résultats obtenus avec une cavité II contenant un morceau de ferrite de 1,5 mm d'épaisseur (Fig. 21). Cette cavité fut directement couplée au magnétron.



THOMSON-CSF

127.

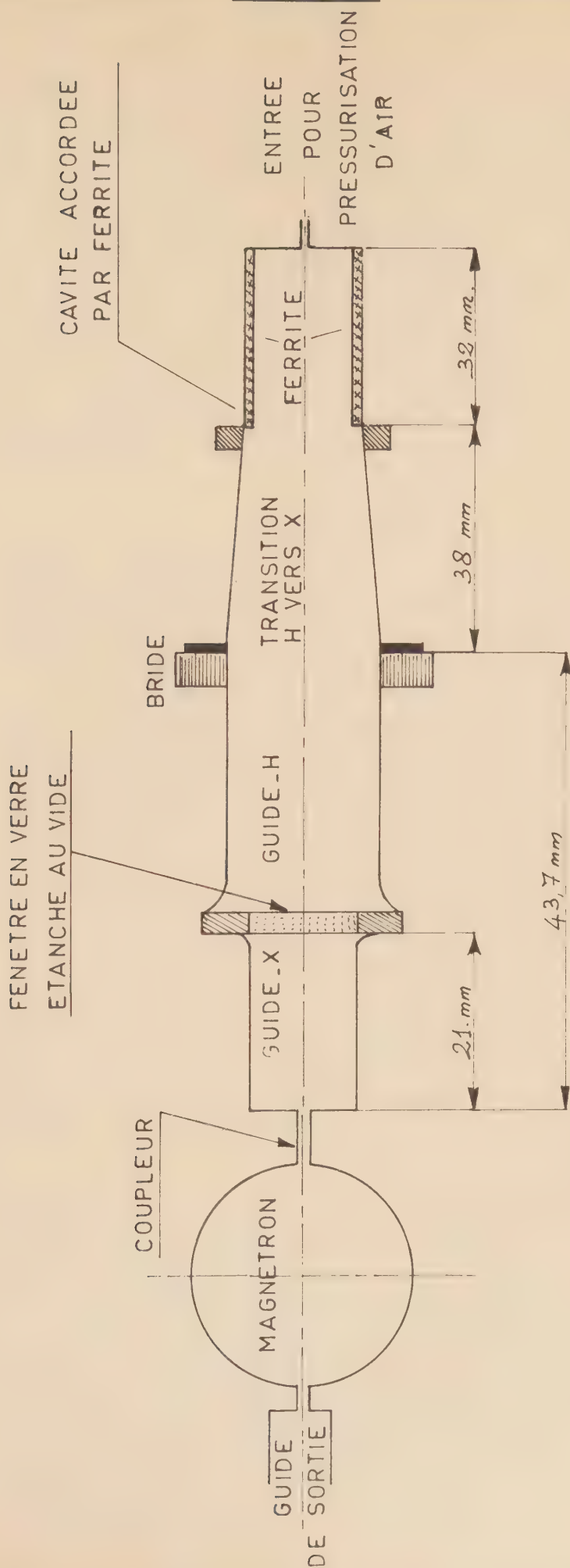
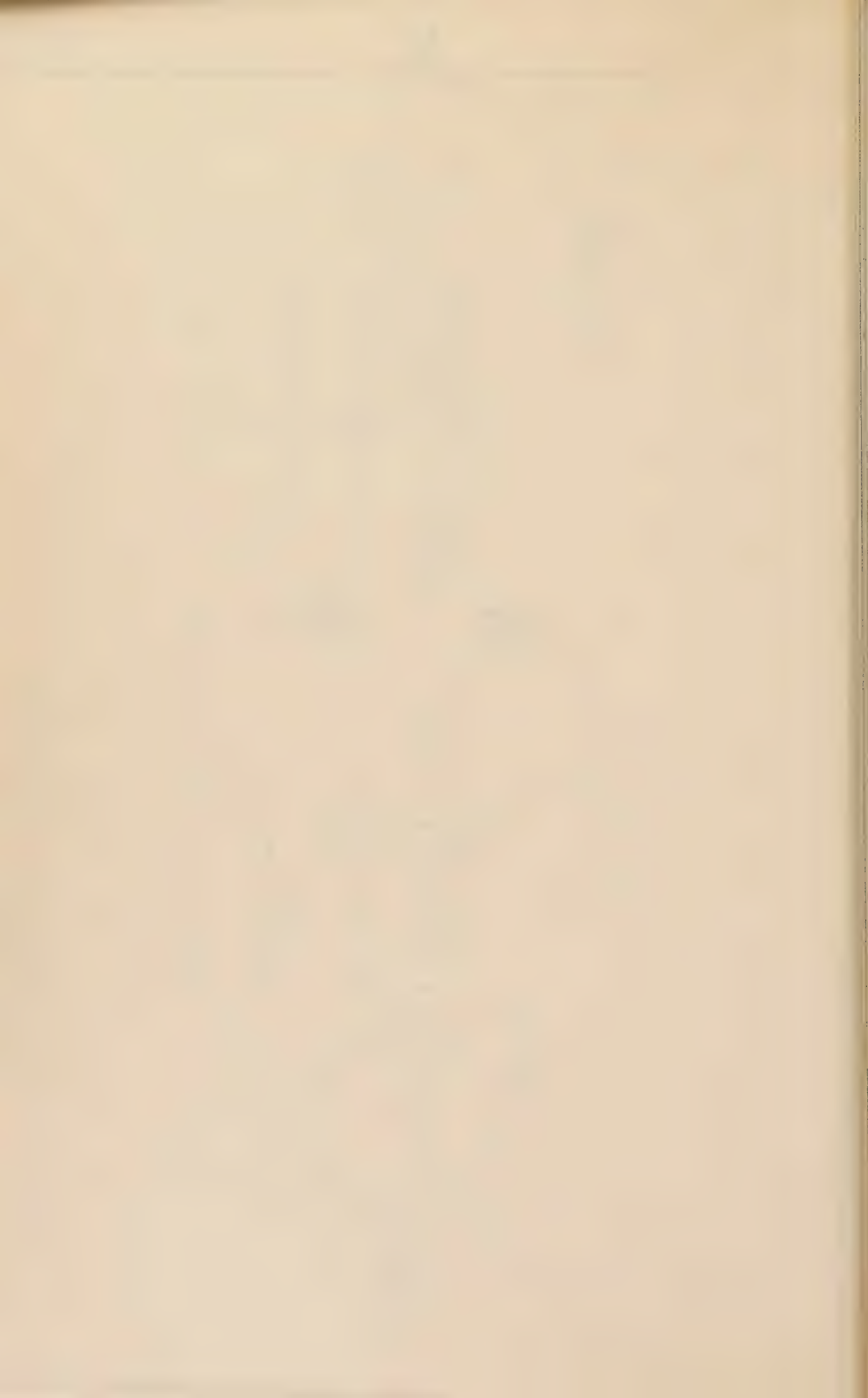


FIG 41 MONTAGE DU RESONATEUR A FERRITES EN GUIDE RECTANGULAIRE
SUR UN MAGNETRON A DEUX SORTIES



La même expérience fut répétée avec un morceau de 4,21 mm; cela eut pour effet de diminuer la puissance de sortie sans augmentation correspondante de la bande d'agilité. Aussi ces résultats ne sont-ils pas notés ici. Au cours de ces expériences les morceaux de ferrite étaient maintenus en place simplement par une colle Epoxy, en deux points seulement, afin de diminuer les pertes. Le taux de répétition des impulsions fut ramené de 1000 à 200 afin d'éviter les effets de l'élévation de température dans le ferrite, le refroidissement étant peu satisfaisant. En fait, il n'y avait aucun contact thermique fiable entre le ferrite et les parois du guide.

Tableau XVIII

Champ magnétique Gauss	Fréq. test 1		2		3		4		5	
	F	P	F	P	F	P	F	P	F	P
	MHz	kW	MHz	kW	MHz	kW	MHz	kW	MHz	kW
0	8600	244	8800	228	8900	228	9007	172	9250	160
1000	8640	233	8804	203	8907	213	9014	152	9266	155
1600	8670	203	8806	203	8909	220	9016	156	9272	148
1870	8676	201	8814	216	8918	236	9022	164	9276	140
1970	moding		8820	212	8924	240	9027	164	moding	
2030	"		8825	204	8928	240	9029	164	"	
2080	"		moding		8931	238	9030	163	"	
2120	"		"		8933	235	9031	161	"	
2165	"		"		8935	232	9032	160		
Bande d'agilité	76 MHz		25 MHz		35 MHz		25 MHz		26 MHz	

Aux fréquences supérieures à 9,36 GHz, le fonctionnement du magnétron n'était pas du tout satisfaisant avec une puissance de sortie inférieure à 120 kW, descendant même à 80 kW. Aussi aucune lecture ne fut faite dans la région haute de la bande de fréquence du magnétron. En comparant les tableaux XVII et XVIII on constate que dans le bas de la gamme le

tableau XVIII montre une bande d'agilité plus large. Ceci est dû essentiellement dans ce cas à la réduction du taux de répétition de 1000 à 200 entraînant une baisse de la puissance moyenne et donc une bande d'accord plus large.

Tableau XIX

Longueur de cavité $H = 25 \text{ mm}$

Champ magnétique Gauss	Fréquence Test 1		Fréquence Test 2	
	F MHz	P kW	F MHz	P kW
0	8593	220	9176	180
360	8596	210	9180	174
680	8595	210	9182	170
920	8593	180	9179	168
1 140	8592	172	9174	160
1 300	8592	190	9172	156
1 560	8592	182	9172	152
Bande d'agilité : 4 MHz			10 MHz	

Le tableau XIX montre clairement qu'une petite bande d'agilité de 10 MHz seulement est obtenue avec la configuration de la Fig. 21, malgré une valeur assez bonne de $\frac{\delta f}{f}$ pour la cavité H seule, ainsi que le montre la Fig. 36. Ainsi, le seul moyen convenable d'obtenir une bande d'agilité large est d'utiliser la configuration de la Fig. 20, avec une cavité en guide X.

6.4. Essais à froid sur un magnétron dont la cavité d'accord par ferrite est située à 135° par rapport au guide de sortie

Un magnétron fut couplé par l'intermédiaire du couplage VII à la cavité contenant le ferrite (voir Fig. 37). Le

magnétron fut balayé en fréquence par l'intermédiaire de son mécanisme d'accord normal ; les mesures obtenues sont celles du tableau XX.

Tableau XX

Fréquence MHz	η_c	$2\Delta f$ MHz	Q_L	Q_E	Q_U
8700	66	35	249	380	1120
9000	58	39	232	397	948
9300	60	52	170	299	425
9400	60	45	208	350	521
9500	56	48	198	353	450
9600	52	50	192	377	407

Un point remarquable est que la fréquence d'accord minimale a augmenté jusqu'à 8700 MHz. Ensuite, le champ magnétique de polarisation fut appliqué aux ferrites afin de mesurer la bande d'agilité résultante. Des mesures furent faites aux environs de trois fréquences; en bas, au milieu et en haut de la bande de fréquence. Pour chaque fréquence le champ magnétique fut augmenté jusqu'à ce que le η_c de la cavité devint égal à celui du magnétron ou jusqu'à ce que le η_c du magnétron devint inférieur à 0,5. Les résultats figurent dans le tableau XXI.

Tableau XXI

Champ magnétique Gauss	Fréquence de test 1	Fréquence de test 2	Fréquence de test 3
0	8700	9000	9500
200	8730	9003	9500
400	8760	9005	9502
600	8780	9010	9503
800	8800	9020	9505
1 000	8820	9030	9510
1 200	----	9045	9515
1 400	----	9060	9520
1 600	----	9080	9525
1 700	----	----	9528
1 800	----	----	9531
1 900	----	----	9536
2 000	----	----	9542
bande d'agilité	120 MHz	80 MHz	42 MHz

Après cela, le même magnétron fut monté dans l'aimant standard ($\simeq 5500$ Gauss) utilisé pour ce type de tube. Aucun blindage magnétique ne fut utilisé pour protéger les ferrites de l'influence et de la saturation partielle causées par l'aimant permanent. De plus, l'absence de blindage autorisait entièrement une possible interaction entre les deux champs tangentiels ainsi que la manifestation de ses effets éventuels. Ainsi, les pires conditions qui puissent exister en cas de blindage imparfait ou défectueux étaient simulées. C'est dans ces conditions que les expériences ci-dessus furent

répétées en appliquant les mêmes critères pour juger de la possible bande d'agilité. A cause de l'importance pratique de ce cas, les mesures furent faites en 7 points de la bande du magnétron. En plus de la bande d'agilité et du champ magnétique nécessaires à son obtention, le rendement du circuit et les valeurs des différents " Q " du magnétron furent également calculés pour ces sept fréquences de test. Les résultats sont dans le tableau XXII.

Tableau XXII

Fréqu.	η_c	$2\Delta f$	Q_L	Q_E	Q_U	Bande d' Agilité	Champ magn. nécess. pour obtenir cette bande
MHz		MHz				MHz	Gauss
8 730	0,65	24	364	612	1040	60	400
8 900	0,60	30	298	495	742	70	850
9 100	0,58	31	294	507	700	60	1330
9 300	0,58	40	232	402	553	60	1600
9 400	0,55	35	269	488	597	60	1690
9 500	0,52	30	316	610	660	40	1750
9 600	0,52	30	321	616	667	30	1870

L'examen des tableaux XXI et XXII montre qu'une bande d'agilité de 30 à 120 MHz peut être obtenue selon la fréquence et l'état du blindage magnétique. Des résultats réels situés entre ces deux extrêmes peuvent être espérés avec l'utilisation d'un blindage magnétique; nous examinerons ce problème au chapitre 7.

6.5. Magnétron couplé à une cavité en guide ridgé contenant un ferrite

Sur un magnétron dont nous avons parlé dans la section 4.5. et qui est montré sur la Fig. 31, le court-circuit mécanique fut enlevé. Deux morceaux de ferrite de $32 \times 7,95 \times 1,5$ mm furent placés dans la partie inductive du guide ridgé. Ils furent collés en deux points par de l'Araldite, loin du magnétron et loin de la partie capacitive du guide.

Pour une fréquence du magnétron proche de 8600 MHz, la longueur du guide ridgé avec les ferrites en place fut déterminée expérimentalement comme étant de 39 mm. L'extrémité du guide fut court-circuitée en y soudant une plaque de cuivre. Comme déjà mentionné dans la section 4.7., un tel type de configuration n'est convenable qu'autour d'une fréquence fixe; aussi les mesures de bande d'agilité en fonction du champ ne sont données que pour une seule fréquence dans le tableau XXIII.

Tableau XXIII

Champ magnétique Gauss	Fréqu. MHz	γ_c	$2 f$ MHz	Q_L	Q_E	Q_U	Mode sup. MHz
0	8620	0.57	65	133	233	309	9140
200	8670	0.61	80	108	178	279	9170
400	8770	0.66	50	176	266	516	9250
600	8855	0.69	53	167	243	538	9290
800	8930	0.69	77	116	168	374	9330
1 000	9005	0.69	77	117	170	377	9375
1 200	9080	0.70	57	160	229	534	9410

Les mêmes critères furent fixés pour déterminer la bande d'agilité, mais dans ce cas le mode π se confondit graduellement avec un mode supérieur à mesure que η_c augmentait alors qu'un autre mode, à rendement réduit, apparaissait à une fréquence plus basse (voir Fig. 32). Aussi, dans ce cas, on admit être à la limite de la bande d'agilité quand le mode inférieur apparaissait près de la fréquence d'opération du magnétron la plus basse (8500 MHz), bien que η_c pour ce mode fut inférieur à 0,5. Avec un champ magnétique appliqué nul, la fréquence du mode supérieur est de 9140 MHz avec un $\eta_c = 0,77$, mais, avec un champ de 1200 Gauss cette fréquence devient 9410 MHz et son rendement tombe à 0,27 alors qu'un autre mode à 8490 MHz apparaît avec un $\eta_c = 0,45$. Dans ce cas, le magnétron est susceptible de sauter à la fréquence inférieure où le rendement est faible. La limite est vraisemblablement atteinte pour un champ de polarisation plus bas, disons 1000 Gauss. Sur le tableau ci-dessus nous constatons d'une part qu'une bande d'agilité de plus de 350 MHz est possible et d'autre part que les " Q " sont beaucoup plus faibles; mais des " Q " faibles et des bandes d'accord larges sont liés. Avec des " Q " élevés, la bande d'accord est très limitée ainsi que nous l'avons vu dans la section 4.3. sur les magnétrons coaxiaux. Bien que la configuration ci-dessus semble très prometteuse pour les magnétrons à fréquence fixe, nous continuerons à nous attacher au problème général des magnétrons accordables.

CHAPITRE VII

PROBLEMES TECHNIQUES

7.1. Blindage magnétique - Discussion du problème

Dans ce chapitre nous allons étudier des problèmes techniques tels que le blindage magnétique, le brasage des ferrites à un guide en cuivre et l'augmentation des pertes qui en résulte, et enfin, la possibilité d'obtenir des ferrites sous vide et les problèmes que pose leur utilisation dans ces conditions.

Les pièces polaires du magnétron 7008 magnétisées à saturation donnent au centre du bloc anodique une induction égale à 5600 Gauss environ. L'iris de couplage, constitué d'un guide doublement ridgé, commence à une distance de 9 mm et se termine pour déboucher dans une cavité formée d'un guide rectangulaire standard X à 17 mm du centre de l'anode du magnétron.

En l'absence de tout blindage magnétique, l'induction magnétique en ce point (c'est-à-dire 17 mm du centre) vaut 1500 Gauss, elle vaut environ 800 Gauss à 35 mm, et même à une distance de 75 mm, c'est-à-dire au-delà de l'extrémité de la cavité d'accord ($17 + 57 = 74$ mm) qui est la limite de notre zone d'intérêt, elle vaut 180 Gauss.

Ainsi, nous voyons, que tout ferrite placé n'importe où dans la cavité d'accord, sera soumis à un champ magnétique permanent et perdra une partie de ses possibilités d'accord.

Si nous comparons les bandes d'agilité données respectivement par la rangée du tableau XXI et la colonne du tableau XXII, nous remarquons que pour les fréquences basses, la bande est réduite de moitié de 120 à 60 MHz, à cause, uniquement, de l'influence du champ de l'aimant permanent. Il est donc important d'utiliser un blindage magnétique.

Les qualités requises pour ce blindage sont :

- 1) Ne pas apporter d'atténuation ou de distorsion au champ magnétique présent dans l'espace d'interaction du bloc anodique, susceptible d'affecter les performances du magnétron. Cette condition oblige à ce que le blindage magnétique soit assez loin de l'aimant permanent.
- 2) Ce blindage devrait être assez éloigné des pièces polaires de l'aimant polarisant le ferrite pour éviter que son flux soit diminué, autrement dit, la distance entre les extrémités des pôles et le blindage devrait être supérieure à celle existant entre les pièces polaires elles-mêmes.

La distance minimale entre pièces polaires entourant une cavité de standard X est 13 mm. Aussi le trajet total entre pièces polaires passant par le blindage devra être supérieur à 13 mm : disons qu'il devra être au moins de 20 mm.

Ce blindage devra donc être placé à 1 cm au moins de l'extrémité des pièces polaires. En d'autres termes, le blindage devra être proche de l'aimant permanent : c'est une condition qui contredit directement la condition 1).

- 3) Dans le but d'obtenir un grand rapport $\frac{\Delta f}{f}$ la longueur des ferrites devra être aussi grande que possible, mais on ne peut envisager de la rendre plus grande que la longueur de la cavité couverte par les pièces polaires magnétiques servant à la polarisation.

Cette condition nécessite un blindage très proche de l'aimant permanent, ce qui est opposé à la condition 1).

- 4) Il sera nécessaire de ménager une fenêtre au centre du blindage magnétique pour ménager un passage à la section extérieure de la cavité formée de guide X.

En conséquence, conformément à ce que nous venons de dire, à cause de la contradiction entre 2) et 3) et la condition 1), le blindage magnétique sera nécessairement un compromis.

Dans le but de trouver un compromis entre les conditions vues plus haut allant en sens contraire, le problème fut présenté à un spécialiste des aimants pour savoir s'il existait un moyen de faire un blindage propre, c'est-à-dire s'il était possible de modifier la structure de l'aimant de telle sorte que les fuites vers la cavité d'accord soient minimisées.

Après une étude de quelques semaines, il fut reconnu que c'était pratiquement impossible et la seule solution qui restait alors était de déterminer expérimentalement la forme, les dimensions et l'emplacement du blindage.

Il est important de bien voir qu'en raison de la présence de la fenêtre au centre du blindage et des limitations imposées sur lui par les conditions 1), il y aura toujours un certain champ de fuite dans la région des ferrites.

Nous imposerons les conditions arbitraires suivantes qui semblent raisonnables au point de vue pratique :

- a) Le flux de fuites dans la région des ferrites ne devra pas excéder 100 Gauss x cm2 (ou bien 100 Maxwells).
- b) L'induction magnétique au centre du magnétron ne devra pas diminuer de plus de 200 Gauss à cause de la présence du blindage

7.2.1. Mesures de l'induction magnétique de fuite

Pour commencer, le magnétron fut disposé entre les pièces polaires et ces dernières furent magnétisées à leur valeur nominale. Aucun blindage n'était utilisé dans cet essai et l'induction au centre du magnétron et le long de la cavité fut mesurée.

Toutes les distances sont mesurées à partir du centre de l'anode du magnétron pris comme origine.

Les résultats sont donnés dans le tableau XXIV et ils seront utilisés comme référence pour comparer l'efficacité des blindages.

Tableau XXIV

Distance en mm	Induction en Gauss	Distance en mm	Induction en Gauss	Distance en mm	Induction en Gauss
0	5600	50	450	90	100
17	1400	55	370	100	80
20	1250	60	315	110	50
25	1010	65	265	120	35
30	850	70	220	130	30
35	730	74	190	140	25
40	620	80	155	150	20
45	525	85	125		

Il a déjà été montré pour différentes raisons que la longueur de la cavité d'accord serait 57 mm et qu'elle ne peut commencer qu'à l'extrémité de l'iris de couplage, c'est-à-dire qu'elle se situera entre les distances 17 et 74 mm, à partir du centre du magnétron. C'est la zone qui nous intéressera plus particulièrement. C'est là qu'on sera susceptible de placer des ferrites.

D'après le tableau XXIV il apparaît que l'induction de fuite dans cette zone varie de 1400 à 190 Gauss, ce qui suffit amplement pour détériorer l'utilité du ferrite en tant qu'élément d'accord de la cavité.

7.2.2. Blindage interne

Dans le but d'offrir un blindage maximal au ferrite, un magnétron fut construit dans lequel les deux derniers mm (c'est-à-dire de 15 à 17 mm du centre) du circuit de couplage formé de guides doublement ridgés, furent constitués de fer doux recouvert de cuivre par électrolyse. La raison du dépôt électrolytique de cuivre était de minimiser l'augmentation des pertes HF due à l'emploi du fer doux. Les raisons de constituer une partie du circuit de couplage en fer et de faire des essais sur un tel dispositif sont les suivantes :

- a) Munir les ferrites de la cavité du blindage maximal; et le seul emplacement interne au dispositif pour ce blindage est l'emplacement du circuit de couplage.
- b) Placer le matériau magnétique le plus loin possible de l'espace d'interaction : c'est la raison pour laquelle les deux derniers millimètres seulement du circuit de couplage furent faits en fer.

On ne peut pas revêtir l'extérieur de la cavité d'un matériau magnétique car cela donnerait un circuit magnétique proche, apportant des distorsions et un affaiblissement important de

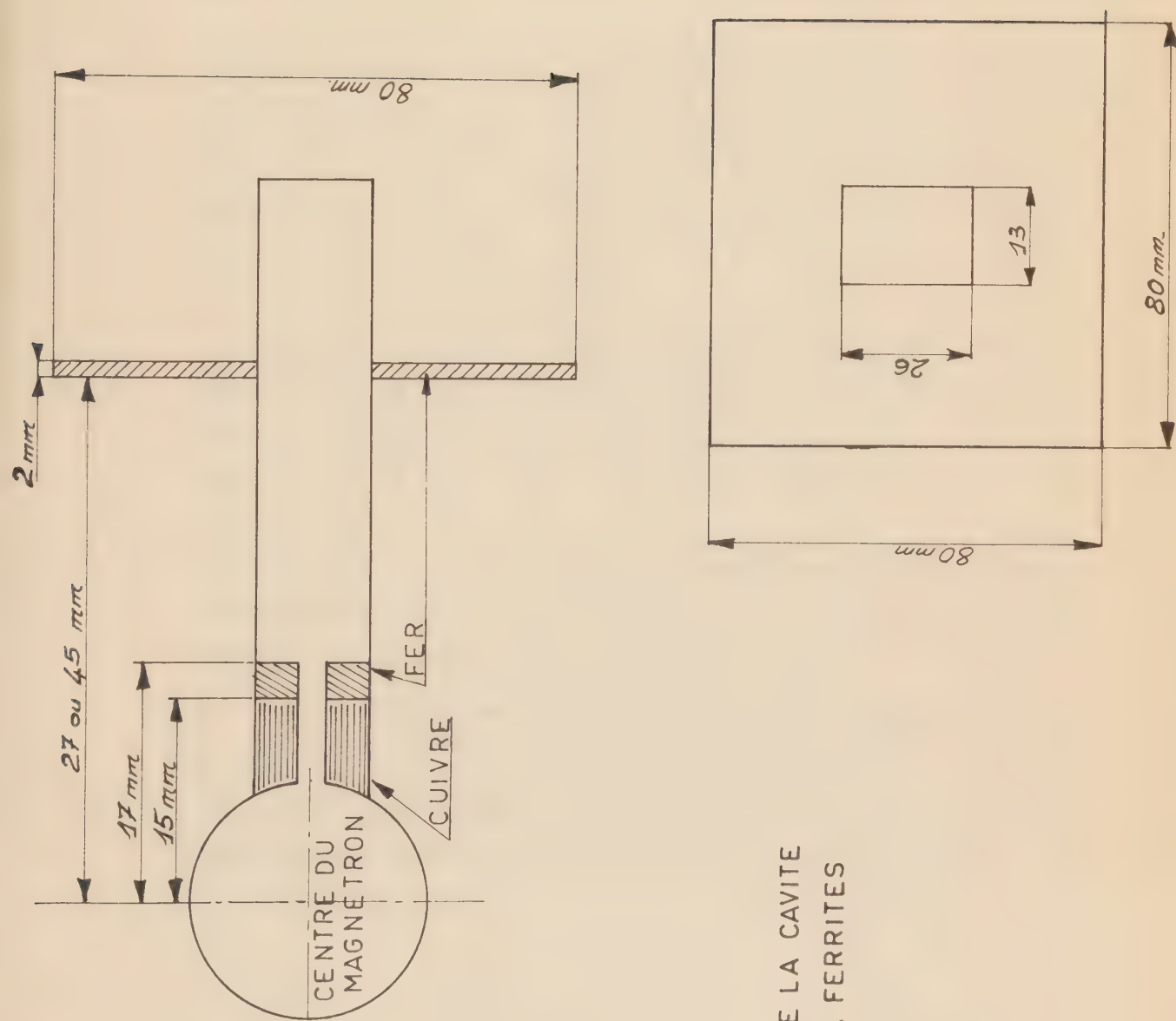
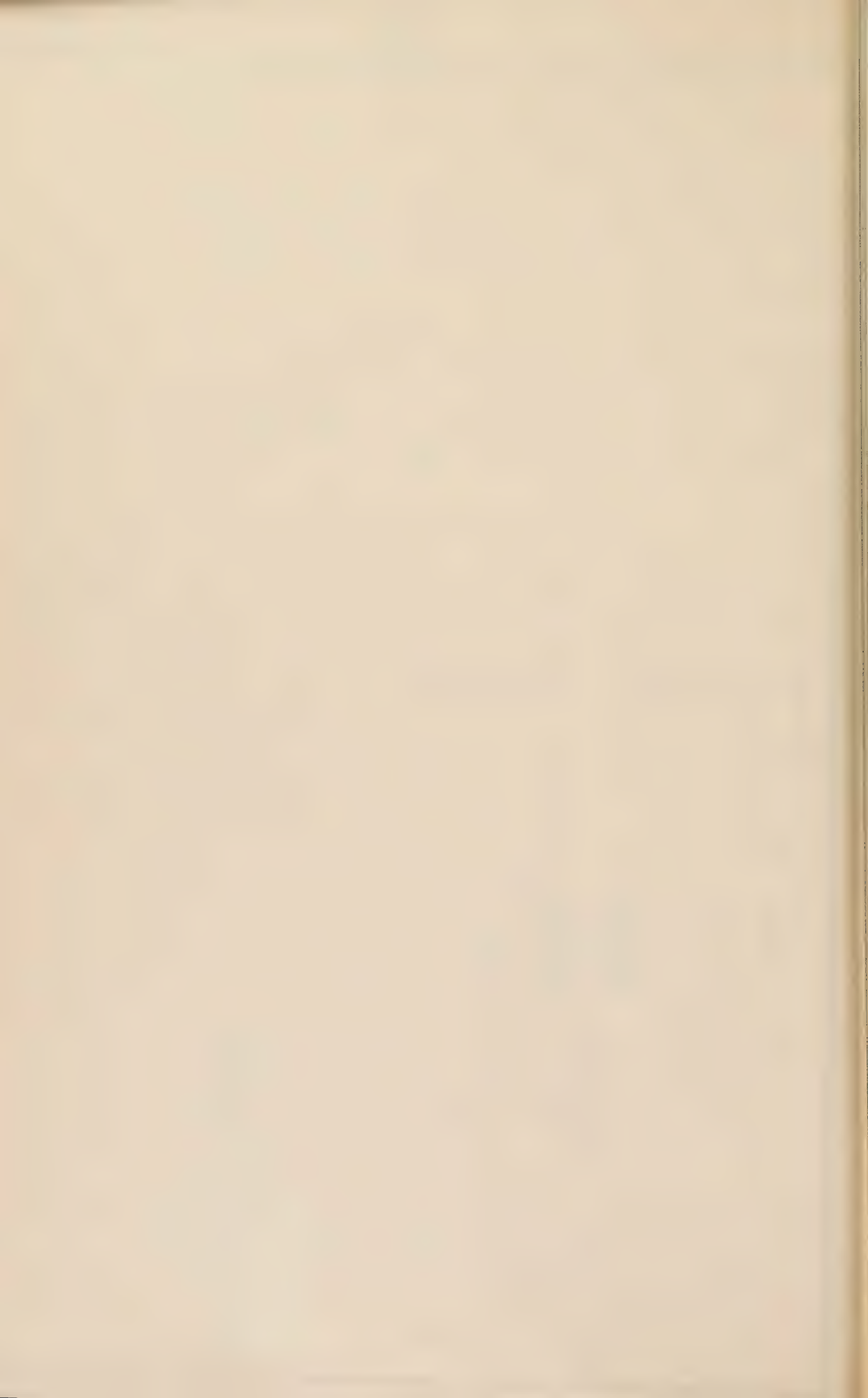


FIG 42 BLINDAGE DE LA CAVITE
D'ACCORD A FERRITES



l'induction magnétique dans l'espace contenant les ferrites.

D'autre part, on ne peut pas envisager de placer les ferrites dans la région entourée de matériau magnétique comme le fer puisqu'alors il ne serait plus possible de leur appliquer de l'extérieur un champ magnétique variable de polarisation.

Dans un blindage extérieur, on ne peut utiliser autre chose qu'une plaque perpendiculaire à l'axe de la cavité : voir figure 42.

Aussi, dans notre essai de blindage extérieur, utilise-t-on pour protéger les ferrites une plaque de fer doux de dimensions 80 x 80 x 2 mm percée en son centre d'une fenêtre 26 x 13 mm de façon à ménager un passage pour glisser une cavité formée de guide standard X.

Le tableau XXV donne l'induction magnétique (I) sans blindage extérieur surajouté, (II) avec le blindage extérieur décrit ci-dessus, placé à une distance de 27 - 29 mm, (III) situé à une distance de 45 - 47 mm du centre.

Un fait évident mérite d'être noté : dans le cas de l'utilisation d'un blindage, les morceaux de ferrite ne peuvent être placés qu'à 10 mm au moins de ce dernier. Par exemple, dans le cas d'un blindage placé à 45 - 47 mm, les ferrites peuvent être placés entre 57 et 74 mm. En d'autres termes, leur longueur ne peut excéder 17 mm, mais dans le cas d'un blindage placé à 29 mm, leur longueur peut atteindre 35 mm

Tableau XXV

Distance à partir du centre en mm	Induction magnétique en Gauss		
	Sans blindage extérieur	Blindage extérieur à 27-29 mm	Blindage extérieur à 45-47 mm
0	5500	5200	5330
17	1000	850	950
20	836	530	600
25	570	325	385
30	390	280	440
35	285	190	380
40	200	145	220
45	150	115	135
50	112	95	70
55	82	77	40
60	67	65	30
65	58	52	25
70	45	45	22
74	40	40	20

Un examen de ce tableau montre que les longueurs de ferrite qui peuvent être utilisées dans chacun de ces trois cas sont respectivement 20, 24 et 17 mm, ce qui est relativement peu.

De plus, dans le second cas, l'induction magnétique au centre du magnétron chute de 400 Gauss, ce qui est inacceptable. Dans le premier cas l'induction au centre chute seulement de 100 Gauss, ce qui est encourageant; mais même ce cas ne convient pas. A côté du fait qu'une faible longueur (20 mm) de ferrite peut être

./...

employée, il est à craindre que la proximité d'un matériau ferro-magnétique placé dans une région de forte induction n'entraîne une distorsion radiale des lignes de champ, d'où une perturbation plus importante que la faible diminution de 100 Gauss ne le laisserait supposer à première vue.

Aucune des trois approches présentées ci-dessus ne donne une solution satisfaisante à notre problème.

7.2.3. Blindage extérieur à la cavité

En conséquence de l'étude préliminaire du paragr. 7.2.2., il fut décidé de supprimer le blindage interne et de n'utiliser qu'un blindage externe.

La plaque de blindage fut légèrement modifiée et on lui donna une forme qui suivait les contours des pièces polaires de l'aimant permanent. De cette façon, la distance entre blindage et aimant était constante en tout point (voir figures 43 a et 43 b).

Une autre anode de magnétron fut montée avec un circuit de couplage entièrement en cuivre et, comme la précédente, fut installée dans l'aimant permanent.

Le tableau XXVI donne les résultats pour trois positions d'essai du blindage modifié.

On donne les résultats pour le champ régnant au centre et au-delà de la position du blindage, là où on peut envisager de placer des ferrites.

Tableau XXVI

Distance à partir du centre mm	Induction avec position du blindage entre 27-29mm Gauss	Induction avec position du blindage entre 32-34mm Gauss	Induction avec position du blindage entre 36-38mm Gauss
0	5320	5380	5420
30	260	-	-
35	135	150	-
40	75	70	85
45	42	40	50
50	25	25	25
55	22	20	18
60	20	15	13
65	15	10	10
70	12	10	8
74	10	8	7

Un examen attentif du tableau montre que c'est la position du blindage modifié entre 32 et 34 mm (compté à partir du centre), qui donne le meilleur compromis.

Ce choix permettra d'utiliser une longueur de ferrite de 30 mm, bien qu'il soit exact que l'induction au centre chute de 220 Gauss, ce qui fait 20 Gauss de plus que le maximum fixé. Mais il faut noter que ce n'était qu'une condition arbitraire.

Du fait que le blindage est entièrement externe, il sera toujours, à n'importe quel moment de l'étude, possible de changer sa position ou même, éventuellement modifier sa forme, en fonction de l'essai opéré sur le magnétron. Les résultats pour des déplacements du blindage dans les deux sens sont déjà donnés dans le tableau XXVI.

7.3.1. Brasage du ferrite

Comme il fut indiqué dans la section 1.6, la seule solution pratique pour résoudre le problème des échanges thermiques des ferrites enfermés dans une cavité est d'opérer un joint intime en brasant (ou en soudant si les conditions le permettent) le ferrite à une paroi formée d'un métal très bon conducteur thermique, tel que le cuivre, paroi qui à son tour pourra être refroidie de l'extérieur par de l'air forcé ou par une circulation d'eau.

Les ferrites étant des isolants, ils ne peuvent être brasés directement ou métallisés d'une façon immédiate par les méthodes électrochimiques.

Il faut chercher du côté des techniques de métallisation analogues à celles utilisées pour les céramiques ou avoir recours aux dépôts en phase vapeur de films métalliques adhérents.

Comme nos essais avec les ferrites relatés section 5.4., ont montré que le seul composé utilisable pour notre étude particulière est le ferrite au manganèse et magnésium, il en résulte que tous nos essais de brasage seront faits dans le sens du brasage de l' U21 sur le cuivre.

On a envisagé la possibilité d'utiliser le ferrite à l'intérieur de l'enveloppe vide d'un tube hyperfréquence, tel que le magnétron. En conséquence, il sera souhaitable que le ferrite brasé supporte les températures de brasage et d'étuvage rencontrées dans la fabrication de tels tubes et, bien sûr, cela sans détérioration aucune de ses propriétés.

Bien entendu, en plus de tout cela, l'utilisation dans la réalité du ferrite à l'intérieur de l'enveloppe vide d'un tube dépendra également de sa vitesse de dégazage, de la nature des gaz rejetés et de leur influence sur les performances et la durée de vie du tube.

Les dimensions de tous les morceaux de ferrite utilisés dans ces essais de brasage sont 32 x 10,1 x 1,5 mm et l'épaisseur de la plaque de cuivre est 2 mm. La méthode suivie, le traitement du ferrite, la brasure utilisée et les résultats obtenus sont donnés dans le tableau XXVII. Le brasage est toujours fait sous vide et non sous atmosphère d'hydrogène pour éviter la réduction du ferrite par perte d'oxygène dans sa structure.

Essai n°	Traitement de pré-métallisation du ferri- te	Métallisation du ferri- te avec	Traitement de post-métallisation	Brasage	Résultats	Conclusions
1	Sablage humide, 20 µ, suivi d'un double nettoyage sous ultra-sons dans l'acétone	Hydrure de titane + 50 % d'eutectique Ag Cu	Aucun	Brasé avec l'eutectique Ag Cu feuille de 0,03 mm d'épaisseur, à 850°C dans la cloche à vide	Le ferri- te semble avoir été brasé. Cependant, sur un coin, le ferri- te était craquelé et la plaque de cuivre déformée	Processus inutilisable
2	Identique à 1	Identique à 1	Aucun	Identique à 1 mais en plus, de l'autre côté de la plaque en cuivre, une plaque de kovar d'épaisseur 1,5 mm fut simultanément brasée à l'eutectique	Le ferri- te est craquelé sur toute sa longueur	Tout à fait inutilisable
3	Comme dans 1; suivi d'un dégazage par recuit sous vide à 850°C pendant 30 mn	Identique à 1	Aucun	Identique à 1	Le ferri- te semble avoir été brasé, avoir craqué et s'être ensuite séparé de la plaque de cuivre	Inutilisable

Essai n°	Traitement de pré-métallisation du ferrite	Métallisation du ferrite avec	Traitement de post-métallisation	Brasage	Résultats	Conclusions
4	Identique à 3	Pâte argent VIII - Lot A - 576 Fournisseur : Comptoir Lyon Allemand Louyot & Cie Paris (3e)	Chauffage au four dans l'air à 150°C pendant 30 mn suivi de 15 mn à 800°C	a) Avec l'eutec- tique Ag Cu à 820°C sous vide b) Avec l'Incusil 15 (indium 15% Cu 25 %, Ag 60 %) à 710°C sous vide	La peinture d'ar- gent s'est décol- lée du ferrite comme s'il n'a- vait jamais été métallisé Comme test au-dessus	Inutilisable Inutilisable
5	Surface parfaite- ment polie. Pas de sablage. Dégazage à 850°C pendant 30 mn	Dépôt de 0,5 µ de chrome suivi de 10 µ de Cu dans la cloche à vide	2 heures de trai- tement à 800°C pour favoriser la diffusion de chrome dans le ferrite et le cuivre	a) Eutectique Ag Cu sous vide à 820°C b) Incusil 15 sous vide à 710°C	Le revêtement de métallisation est sorti complè- tement. Le revêtement est parti mais résultats meil- leurs qu'avec Ag Cu	Inutilisable Inutilisable, mais comme on a obte- nu de meilleurs résultats à plus basse tempéra- ture on pourrait espérer avoir des résultats satis- faisants avec l'eu- tectique Indium - Or (420°C). Du fait que la brasu- re In-Au n'était pas disponible nous n'avons fait aucun essai dans ce sens.

6	Identique à 1	Dépôt de vapeur de Fer 0,5 μ suivi de Nickel 1 μ	Aucun	Eutectique Ag Cu sous vide	Ferrite non brasé. Selon toute apparence la pièce s'est démetallisée mais un examen plus minutieux révéla que le fer était toujours sur le ferrite. Le nickel s'était séparé du fer et s'était dissous dans la brasure Ag Cu	Inutilisable
7	Identique à 6	Identique à 6	Dépôt de 5 μ de nickel par procédé électrochimique	a) Eutectique Ag Cu b) Incusil : 15	Brasage fait sans craquer le ferrite. Mais en appliquant une très légère force de cisaillement, le ferrite se sépara à la jonction de la surface de fer-nickel Brasage non effectué. Le ferrite resta non nickelé. Résultat moins bon qu'avec Ag Cu.	Inutilisable Faible adhésion entre le fer et le nickel évaporé.
8	Identique à 3	Identique à 6	Chauffage à 800°C pendant 30 mn sous vide.	Ag-Cu	Identique à 7	Inutilisable

Essai n°	Traitement de pré-métallisation du ferrite	Métallisation du ferrite avec	Traitement de post-métallisation	Brasage	Résultats	Conclusions
9	Identique à 3	Identique à 6	Dépôt de 5 μ de nickel (par électrochimie) suivi d'un chauffage dans la cloche à vide à 800°C pendant 30 minutes	Ag - Cu	Identique à 7	Inutilisable
10	Identique à 1	Dépôt de fer 0,5 μ par évaporation	10 μ de nickel par électrochimie	a) Ag Cu b) Incusil 15	Bons, brasage très solide entre le ferrite et le cuivre effectué sans craquage du ferrite ou déformation du cuivre Léger brasage obtenu	Satisfaisant Pas aussi satisfaisant

NOTE : Les échantillons 4 et 5 présentés plus haut furent soudés avec succès au cuivre avec de l'étain à 232°C. Du fait que cette température trop basse ne peut être classée dans la catégorie " température de brasage ", ces résultats seront considérés comme non convenables pour notre problème. Mais si les conditions le permettent, ces moyens peuvent être utilisés pour obtenir une bonne liaison avec le cuivre.

Pour des températures encore plus basses, de l'ordre de 150°C, on peut envisager d'utiliser une pâte d'argent conductrice (par exemple la pâte DEGUSSA 242 L ou F).

D'après le tableau précédent nous voyons que seul le procédé 10 utilisant Ag Cu comme matériau de brasage donne des résultats satisfaisants.

Un dégazage antérieur ou postérieur au traitement n'apporte aucune amélioration.

Pour obtenir une bonne liaison entre le fer et le nickel, ce dernier sera déposé par électrochimie.

7.3.2. Description du processus de métallisation

Les échantillons de ferrite sont sablés avec du sable humide, dont les particules ont des dimensions de 20 microns et ensuite nettoyés deux fois dans l'acétone en présence d'ultra-sons.

Après séchage, ils sont montés dans la chambre de dépôt. La cathode consiste en une plaque de fer Armco (nom de la Compagnie); l'analyse d'impuretés de ce fer est :

$$\begin{aligned} C &= 0,013, \quad Si = 0,003, \quad P = 0,003, \quad Mn = 0,002 \quad \text{et} \\ S &= 0,002 \end{aligned}$$

La source d'énergie a une puissance de 1 kW et une fréquence de 13,56 MHz.

On vide d'abord la chambre d'évaporation/pulvérisation dans le domaine des pressions de l'ordre de 10^{-7} Torr et ensuite on introduit de l'argon sec que l'on maintient à une pression de l'ordre de 10^{-3} Torr.

L'appareil a été calibré à l'avance, on a mesuré qu'une couche de 125 Angström se dépose par minute.

Dans nos essais, on mesure donc l'épaisseur de la couche en mesurant une durée.

7.4. Mesure des pertes

Une méthode simple pour mesurer les pertes apportées par la métallisation et le brasage du ferrite, est de mesurer la perte de transmission en dB pour des ferrites brasés et non métallisés. La différence entre les deux donne la perte supplémentaire due au brasage. Mais dans notre problème ce n'est pas le phénomène de transmission mais de résonance qui intervient. De sorte que nous avons préféré utiliser la décroissance du rendement de circuit γ_c et du coefficient de surtension à vide Q_0 de la cavité comme ligne directrice.

Nous avons déjà remarqué que le postdégazage/recuit du ferrite métallisé n'améliore pas les qualités du brasage. D'autres investigations ont montré que ces traitements sont même nuisibles puisqu'aussi bien ils augmentent les pertes.

La raison en est que, quand la température augmente, le taux de diffusion/migration du fer dans la structure du ferrite augmente et, si cette haute température est maintenue quelques temps, le fer traverse complètement le ferrite, ce qui augmente les pertes d'une façon considérable.

Il est exact qu'une certaine diffusion est nécessaire pour obtenir une bonne brasure. Par chance, ce phénomène qui se produit sans qu'on l'ait cherché pendant le processus de brasage sous vide est suffisant pour donner un joint ferrite cuivre solide.

Une couche de fer épaisse de 1000 Å disparut complètement (pénétrant dans le ferrite) de la surface quand on eut maintenu le ferrite à 800°C pendant 10 minutes dans un four à vide.

Deux échantillons de ferrite sur lesquels on avait déposé une couche de fer de 2000 Å, et qu'on avait ensuite dégazé à 800°C pendant 30 minutes, devinrent tellement dissipatifs que la résonance de la cavité disparut complètement quand ils furent montés conformément à la Fig. 37.

Par conséquent, l'épaisseur de fer et la diffusion de ce métal dans le ferrite devront être rigoureusement contrôlées et maintenues au minimum compatible avec les conditions de dépôt de nickel par électrochimie et de brasage avec l'eutectique Ag Cu. Nous avons acquis de bons résultats pour une épaisseur de couche de fer descendant à 800 Å.

Naturellement, à partir du moment où une couche de nickel fortement adhérente a été déposée par électrochimie , elle retarde la diffusion en immobilisant les molécules de fer.

Le tableau XXVIII donne les résultats obtenus à partir de deux ferrites sélectionnés, brasés dans une cavité (voir fig. 37) munie du couplage VIII.

Tableau XXVIII

Couplage VIII

Induction magn. de polar.	Fréqu.	Rend. de circuit	$2 \Delta f$	Q_L	Q_E	Q_U
Gauss	MHz					
0	8405	0.42	60	140	334	242
200	8605	0.38	28	308	830	496
400	8680	0.36	33	264	730	412
600	8750	0.33	17	507	1560	768
800	8825	0.30	18	490	1635	700
1000	8900	0.21	27	330	1575	418
1200	8980	0.20	72	125	624	156
1370	9075	0.19	35	274	1440	337
1470	9155	0.16	43	213	1330	254
1565	9230	0.15	23	402	2680	474
1640	9290	0.14	58	162	1143	186
1720	9360	0.12	67	140	1162	159

Une comparaison de ces résultats et de ceux d'un cas identique pour des ferrites non métallisés du tableau XVI montre que le brasage du ferrite a réduit le rendement de circuit dans des limites raisonnables. Par contre, les surtensions sont assez fortement diminuées.

7.5. Utilisation des ferrites dans une enceinte
à vide

Deux morceaux de ferrite furent brasés dans une cavité en cuivre qui était elle-même reliée à une jauge ionique pour contrôler la pression après scellement. Tout ce système fut connecté à un dispositif d'évacuation et étuvé à 450°C pendant 5 heures.

Après cela, il fut coupé du système d'évacuation et on mesura la pression dans la cavité grâce à la jauge et ce, à différents instants. Les résultats sont donnés dans le tableau XXIX A.

Tableau XXIX A

Temps écoulé depuis la fermeture en heures	Pression en mm de mercure
	en torrs
0	$2,0 \cdot 10^{-6}$
140	$1,0 \cdot 10^{-4}$
260	$2,0 \cdot 10^{-4}$

Le système fut alors de nouveau évacué et étuvé à 450°C pendant 11 heures, puis la cavité contenant les ferrites fut chauffée à 600°C pendant 30 minutes avec des brûleurs avant d'être séparée de la pompe. Comme précédemment, l'augmentation de la pression en fonction du temps fut observée. Les résultats des mesures sont présentés dans le tableau XXIX B.

Tableau XXIX B

Temps écoulé depuis la fermeture en heures	Pression en mm de mercure en torrs
0	$3,8. 10^{-6}$
24	$1,5. 10^{-5}$
120	$3,0. 10^{-5}$
170	$7,0. 10^{-5}$
260	$2,0. 10^{-4}$
310	$2,0. 10^{-4}$
360	$2,0. 10^{-4}$
500	$2,0. 10^{-4}$
2 600	$4,0. 10^{-4}$

Le tableau XXIX montre clairement que la vitesse de dégazage des ferrites est trop élevée et on ne peut les utiliser en toute sécurité dans l'enceinte vide d'un tube hyperfréquence.

Il est peut être possible de les utiliser dans le vide après leur avoir fait subir un traitement de cuisson similaire à celui utilisé pour les anodes en graphite, à condition qu'ils gardent leurs propriétés ferromagnétiques. Mais cela nous entraînerait trop loin pour notre étude et nous nous en tiendrons prudemment à une utilisation hors de l'enceinte vide.

Une méthode avait été utilisée naguère à la CSF qui consistait à envelopper l'échantillon de ferrite de poudre de verre fusible (fondant TFF fourni par Couleurs de Paris, 23 rue Baudin, 93 - Le Pré-Saint-Gervais) en suspension dans l'alcool. Puis ce ferrite, revêtu de poudre de verre, est chauffé à 550°C dans le four à air pour fondre la poudre de verre et former une sorte de cachet recouvrant le ferrite. Mais nous ne pouvons l'utiliser, car dans notre cas le ferrite doit être brasé à

la paroi de cuivre et l'enveloppe de verre devra former un isolement non seulement du ferrite mais en même temps du cuivre ; et somme toute ce n'est en réalité qu'un isolement physique du ferrite par rapport à l'enceinte vide.

D'autre part, du point de vue pertes diélectriques, cette poudre de verre ne convient pas pour une utilisation en bande X.

C'est pourquoi nous préférons faire un magnétron muni de deux sorties et coupler une cavité extérieure accordée par ferrite à la seconde sortie sur guide.

Néanmoins des expériences ont été mises en place pour estimer le flux de fuite équivalent et la nature des gaz provenant du ferrite. Après un dégraissage normal, le ferrite a été incorporé à un bâti de pompage approprié comportant un spectromètre de masse. La température d'étuvage du ferrite était limitée à 500°C pour conserver ses propriétés. L'analyse spectrométrique a montré que la composition gazeuse était du type des gaz résiduels d'un ensemble normal, tels que CO, CO₂, H₂, H₂O, CH₄, C₂H₄, N₂ mais pas d'oxygène. Ces gaz ne sont pas particulièrement dangereux pour la cathode.

Cependant, après 20 h de cuisson à 500°C, il y avait toujours un flux de $6 \cdot 10^{-4}$ litre-torr-gramme par heure. Ce flux ne peut être toléré : il est probable qu'un étuvage de plusieurs jours et l'utilisation d'un getter puissent permettre d'incorporer le ferrite à l'intérieur de la partie sous vide du tube. Nous n'avons pas poursuivi notre étude dans cette direction.

C H A P I T R E V I I I

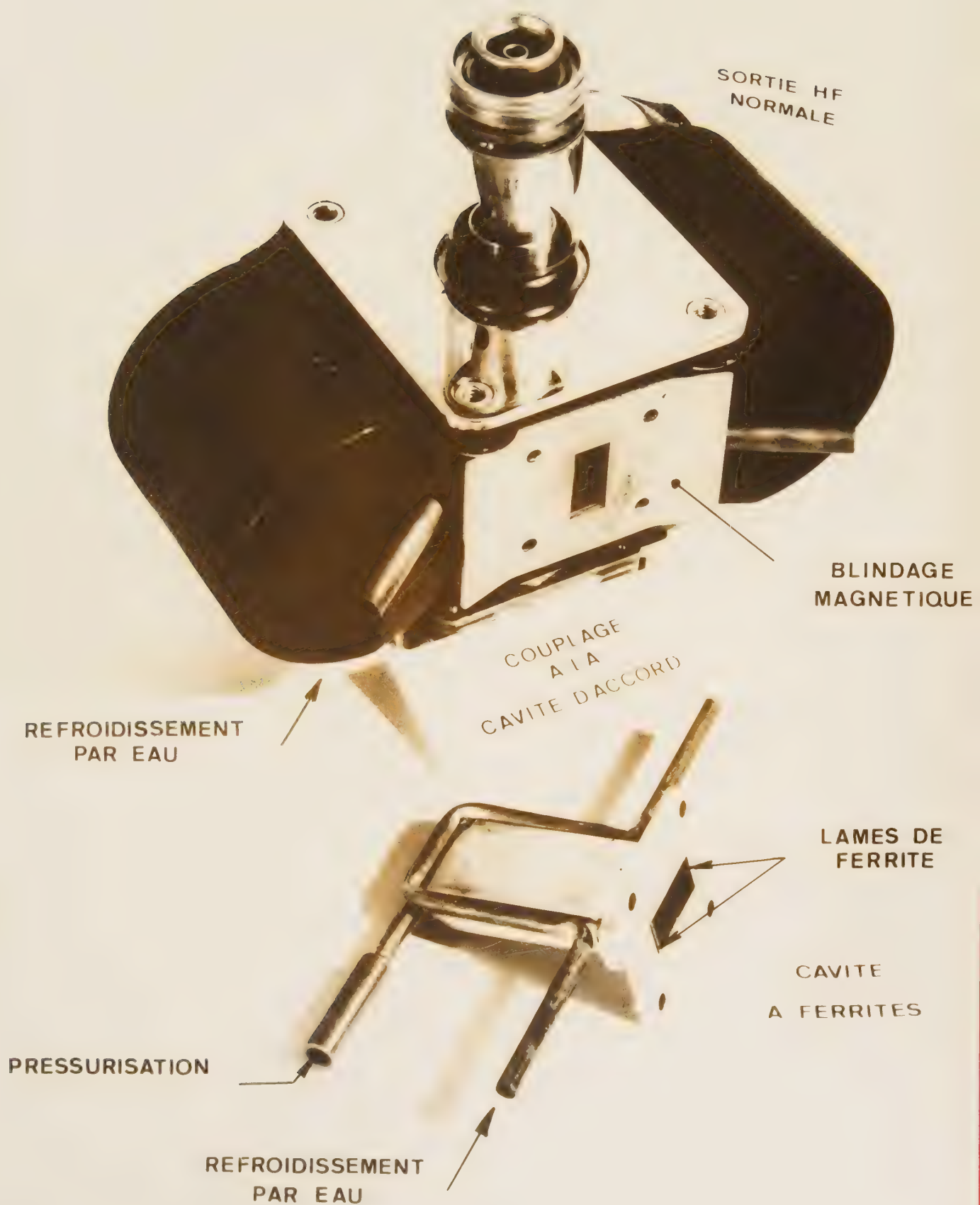
RESULTATS DES ESSAIS FINAUX ET CONCLUSIONS

8.1. Description des magnétrons utilisés dans les dernières études

Dans ce chapitre nous étudions les versions définitives des magnétrons conçus en accord avec les études préalables décrites dans les chapitres précédents. Des mesures faites sur ces derniers magnétrons, nous tirerons les conclusions quant à la possibilité d'utilisation des ferrites pour accorder instantanément des magnétrons haute puissance, accordables par ailleurs par un procédé mécanique dans une large plage de la bande X.

Nous avons vu dans la section 7.5. qu'il n'était pas possible d'utiliser les ferrites dans l'enceinte vide d'un magnétron à cause de la valeur trop élevée de leur taux de dégazage.

Aussi est-il nécessaire de placer un verre isolant ou une fenêtre céramique entre le magnétron proprement dit et la cavité d'accord contenant le ferrite. D'autre part, la présence de la fenêtre et de la section de guide circulaire qui l'accompagne, rend nécessaire la modification de la longueur de la cavité d'accord pour obtenir un fonctionnement du magnétron ayant les caractères de stabilité et de rendement voulus.



Deux nouveaux magnétrons furent construits ayant leur deuxième sortie à un angle de 135° du guide de sortie de la puissance HF. Cette deuxième sortie est munie du couplage " VII " pour le premier, du couplage " VIII " pour le second; mis à part cette différence, ces deux magnétrons sont identiques. L'un d'eux est représenté dans la planche I. A ces deux tubes fut ajouté un magnétron fabriqué antérieurement et possédant deux sorties à 180° , la deuxième sortie munie du couplage " VII ".

Dans tous les cas, les dimensions de chacun des deux parallélépipèdes de ferrite brasés aux côtés de la cavité (Fig. 20) sont : $32 \times 10,1 \times 1,5$ mm, bien que la longueur totale de la cavité soit différente.

Ces ferrites sont refroidis de l'extérieur par une circulation d'eau.

Pendant que le magnétron oscille, la cavité est pressurisée à 2 kg/cm^2 avec de l'air sec pour éviter les claquages par HF. On utilise un blindage magnétique pour protéger les ferrites du champ magnétique de l'aimant permanent.

La largeur de l'ouverture pratiquée dans le blindage a été réduite à $22,86 \times 10,16$ mm, ce qui a amené une amélioration de la qualité du blindage.

Le blindage en fer doux a été cuivré par électrolyse et vissé entre la bride de sortie du magnétron et la cavité d'accord.

Pour tous les essais décrits au paragraphe 8.2., les magnétrons oscillent à pleine puissance et à facteur de forme normal.

8.2. Résultats des essais

Le magnétron à sortie munie du couplage " VIII " située à 135° du guide de sortie est très sensible à la longueur de la cavité d'accord. Pour chaque variation de fréquence de 100 MHz par accord mécanique, il faut changer la longueur de la cavité pour que le magnétron continue d'osciller. La bande d'agilité que l'on peut obtenir, sans que le tube n'oscille en partie sur un autre mode, grâce à la cavité d'accord contenant les ferrites, varie entre 15 et 25 MHz suivant le point de fonctionnement du magnétron dans la bande. La bande d'agilité maximale de 25 MHz est obtenue autour du point de fonctionnement 8900 MHz du magnétron.

On a ensuite remplacé la cavité contenant les ferrites par une cavité contenant un court-circuit mobile. Les résultats sont identiques, ce qui prouve que cette bande d'agilité restreinte n'est pas due au système d'accord à ferrite.

Les essais avec le magnétron possédant un couplage " VII " sur une sortie à 180° du guide de sortie de la puissance, ont donné des résultats semblables à ceux portés dans le tableau XVIII section 6.3., excepté le fait que dans le bas de la bande du magnétron, la bande d'agilité est réduite à 60 MHz. Le magnétron oscille d'une manière stable entre 8550 MHz et 8950 MHz. Au-dessus de cette dernière fréquence, l'oscillation s'accompagne de moding et il se produit des arcs dans le tube.

Le dispositif de mesure employé dans ces essais est celui représenté Fig. 41.

On a déterminé expérimentalement la longueur optimale de la cavité : 44 mm en plus de la longueur du guide de transition H - X.

Le troisième magnétron mesuré est muni d'un couplage "VII" sur une sortie à 135° du guide de sortie de la puissance. Le magnétron oscille d'une manière correcte entre 8600 et 9300 MHz. Au-dessus de cette dernière fréquence nous observons du moding et la puissance de sortie tombe en-dessous de 170 kW. Les résultats pour trois fréquences d'essais sont donnés dans le tableau XXX . Ici encore, la longueur de la cavité est égale à 44 mm.

Tableau XXX

Induction magn. Gauss	Fréquence d'essai 1		Fréquence d'essai 2		Fréquence d'essai 3	
	F	P	F	P	F	P
	MHz	kW	MHz	kW	MHz	kW
0	8600	240	9000	225	9300	200
500	8615	236	9010	222	9308	198
1000	8640	232	9024	218	9318	194
1500	8650	220	9040	215	9332	190
2000	8665	226	9055	208	9358	185

Signalons enfin qu'aucune instabilité à haute puissance (sections 3.10 et 5.5.) n'a été observée durant ces essais.

8.3. Conclusions

Il est possible, grâce à l'emploi des ferrites, d'améliorer les performances d'un magnétron classique travaillant à haute puissance et accordable dans la bande X, en lui faisant acquérir une certaine agilité en fréquence. Un magnétron à fréquence fixe pourra acquérir la même agilité.

Le problème technologique du brasage des ferrites sur le cuivre a été résolu d'une manière satisfaisante.

Avec une seule cavité contenant des ferrites, on peut obtenir une bande d'agilité allant de 50 à 65 MHz dans des conditions normales de fonctionnement, à des niveaux de puissance allant jusqu'à 240 kW crête - 240 W moyens.

Il n'y a aucune détérioration appréciable dans les performances du tube, même s'il est accordé par des moyens classiques dans une bande de 500 MHz.

Un moyen de simplifier la conception du magnétron accordé par ferrite pourrait être le suivant. La cavité pressurisée à 2 kg/cm² contenant les ferrites pourrait être fixée d'une manière permanente, par brasage, à la plaque du blindage magnétique qui serait elle-même brasée à la bride de sortie du magnétron.

Dans ces conditions, la tubulure de cuivre destinée à amener l'eau de refroidissement pourrait être soudée à l'extérieur de la cavité contenant les ferrites, puis être reliée au manchon de refroidissement du magnétron. De la sorte, la circulation de l'eau de refroidissement du magnétron refroidira en même temps le ferrite. Grâce à ce système, les connections supplémentaires pour la cavité à ferrite sont supprimées.

Si des améliorations technologiques à venir rendent possible de placer des ferrites dans une enceinte à vide, alors des largeurs de bande d'accord aussi grandes que 1000 MHz pourront être obtenues grâce à une seule cavité, comme les résultats du tableau IX l'indiquent.

Enfin, en nous basant sur les essais et les résultats consignés dans la section 4.9., nous avons de bonnes raisons de penser qu'en utilisant quatre cavités convenablement disposées, il devrait être possible d'obtenir des largeurs de bande d'agilité de fréquence beaucoup plus grandes.

B I B L I O G R A P H I E

1. J.B. Brinton Jr " Frequency Agile Radar Jumps Ahead ".
Microwaves, page 11, Sept.1965.

2. Eric W. Beasley " A qualitative analysis of sea clutter
decorrelation with frequency agility ".
I.E.E.E. Transactions on Aerospace and
Electronic Systems, page 468, Vol.AES-4,
n° 3, May 1968.

3. Gorand Lind " Reduction of Radar Tracking errors with
Frequency Agility ".
I.E.E.E. Transactions on Aerospace and
Electronic Systems, page 410, Vol.AES-4,
n° 3, May 1968.

4. Howard Ray " Improving Radar Range and Angle
Detection with Frequency Agility ".
Microwave Journal, May 1966.

5. S.F.D. Laboratories Inc.
" Introduction to Dither Tuned Magnetron ".

6. G.B. Collins Editor " Microwave Magnetrons ".
Mc Graw Hill Books, N.Y. 1948, chapter
14 and 15.

7. K. Kurokawa " Some Basic Characteristics of Broad Band
Negative Resistance Oscillator Circuits ".
Bell System Journal, July-August 1969,
page 1937.

8. R. Gerber " Etude de magnétron à fréquence rapidement variable ".
Rapport Thomson-CSF, 10 février 1969.

9. M.A. Herlin " Cold Resonance theory of the wave-guide tunable magnetron ".
MIT Rept. 445, Oct. 15, 1943.

10. W.V. Smith " Magnetron tuning and stabilization ".
MIT Rept. 567, Jul. 13, 1944.

11. A.G. Smith " The 4J70 - 77 series of tunable magnetrons ".
MIT Rept. 1006, Feb. 4, 1946.

12. H.K. Jenny " A 7000 Mcs developmental magnetron for frequency modulation ".
RCA Review, June 1952.

13. T.S. Chen " Tuning and the equivalent circuit of multi-resonator magnetron ".
Journal of Electronics and Control, Vol. VII,
July 1959, page 33 to 51.

14. E. Okress " Four cavity tunable magnetron ".
Crossed field microwave devices, Vol. II,
Academic Press 1962.

15. J.C. Slater " Microwave Electronics "
Chap. 3 to 5, D. Van Nostrand Company, Inc. 1950.

16. Horizon House " The microwave engineers hand-book and
Massachusetts Buyer Guide ".
1966, page 142.

17. C.G. Montgomery " Principles of Microwave circuits ".
R.H. Dicke Mc Graw Hill, 1948, chap. 6 and 7.
E.M. Purcell

18. Theodore Moreno " Microwave Transmission Design Data "
Mc Graw Hill, 1948, chap. 7.

19. Clifford E. Fay " Ferrite-Tuned Resonant cavities ".
Proc.I. R. E., Oct. 1956.

20. G.R. Jones " Magnetic Tuning of Resonant cavities and
J.C. Cacheris wide band frequency modulation of klystron "
C.A. Morrison Proc. I. R. E., Oct. 1956.

21. Morris L. Kales " Topics in guided wave propagation in magne-
tized ferrites ".
Proc. I. R. E., Oct. 1956.

22. Conrad E. Nelson " Ferrite Tunable Microwave cavities and the
introduction of new reflectionless microwave
filter ".
Proc. I. R. E., Oct. 1956.

23. W.H.V. Aulock " Linear Ferrite Devices for Microwave
Clifford E. Fay Applications ".
Advances in Electronics and Electron Physics.
Academic Press Sept. 1968.

24. B. Lax " Microwave Ferrites and Ferrimagnetics "
K.J. Button Mc Graw Hill, 1962.

25. P.J.B. Claricoats " Microwave Ferrites "
Chapman and Hall, 1961.
 26. R.A. Waldron " Ferrites "
D.V. Nostrand Co, 1961.
 27. Polderd " On the theory of ferromagnetic resonance ".
The philosophical Magazine, Vol.40, Jan.1949.
 28. L. Thourel " Emploi des ferrites en hyperfréquence "
Société Française de Documentation
Electronique 1962.
 29. Roubine E. " Circuits pour ondes ultra-courtes "
Société Française des Electriciens
Université de Paris, 1966.
 30. Cohn Seymour B. " Properties of the Ridge wave guide "
Proc. I.R.E., Vol.35, Aug.1947.
 31. E.H. Blevis " Radio frequency glow discharge
C.A.Holritz sputtering "
R.D. Mathis Company, California.
-

